Aufbau und Optimierung von elektrooptischen Modulatoren

von

Felix Haag

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 16. September 2015

1. Gutachter: Prof. Dr. Patrick Windpassinger
2. Gutachter: Prof. Dr. Jochen Walz

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 16.09.2015

Felix Haag
QUANTUM
Institut für Physik
Staudingerweg 7
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz
fhaag@students.uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung **1**

2. Theoretische Grundlagen **2**
2.1. Elektrooptik 2
2.1.1. Elektrooptischer Effekt 2
2.1.2. Elektrooptischer Modulator (EOM) 4
2.2. Theoretische Grundlagen des Schwingkreises 7
2.2.1. Anforderungen 7
2.2.2. Passive Bauelemente 7
2.2.3. Schwingkreis und Spannungsresonanz 9
2.2.4. Leistungs– und Impedanzanpassung 12
2.2.5. Breitbandtransformator und Balune 14
2.2.6. Messung mit dem Vektornetzwerkanalysator (VNA) 16

3. Realisierung des Experiments **18**
3.1. Analyse verschiedener Schwingkreise 18
3.1.1. Schwingkreis mit 50 Ω Impedanzanpassung 18
3.1.2. Schwingkreis mit 4:1 Impedanztransformator 21
3.1.3. Schwingkreis mit 9:1 Impedanztransformator 23
3.1.4. Bewertung der verschiedenen Schwingkreise 24
3.2. Analyse der Seitenbänder 25
3.2.1. Optischer Aufbau zur Vermessung der Seitenbänder 25
3.2.2. Schwebungsmessung 28
3.2.3. Vermessung der Seitenbänder 30
3.2.4. Aufbau eines eigenen EOM 33

4. Evaluation **37**

A. Anhang **39**
A.1. Tabellen und Abbildungen 39
A.1.1. Spezifikationen der verwendeten Bauteile 39
A.1.2. Spannungs– und Frequenzabhängigkeit der Seitenbänder 41
A.1.3. Spektren der verschiedenen Schwingkreise 43
A.1.4. Anmerkungen zum Eigenbau–EOM 47
A.1.5. Datenblätter 48
A.1.6. Wicklung der Anpassung 49

B. Literaturverzeichnis **60**

C. Danksagung **63**

Abbildungsverzeichnis

2.1. Halbklassisches Modell zur Darstellung der Anisotropie 2
2.2. Indexellipsoid 3
2.3. Schematische Darstellung eines EOM 6
2.4. Besselfunktionen 7
2.5. Reale Spule 9
2.6. Realer Kondensator 9
2.7. Schema eines RLC–Schwingkreises 10
2.8. Zeigerdiagramm der Spannungsüberhöhung im nicht–resonanten und resonanten Fall 11
2.9. Zum Beweis der Leistungsanpassung 13
2.10. Widerstandsabhängigkeit der Leistung 13
2.11. Schematische Darstellung eines UnUns als Spule mit Abgriff 14
2.12. Schematische Darstellung eines Baluns als Spule mit Abgriff 15
2.13. Tore und S-Parameter eines VNA 16

3.1. Resonanz des Schwingkreises ohne EOM 19
3.2. Resonanz des Schwingkreises mit EOM 19
3.3. Impedanzverlauf des Schwingkreises ohne EOM 21
3.4. Impedanzverlauf des Schwingkreises mit EOM 21
3.5. Impedanz des Schwingkreises mit 4:1 Impedanztransformator 22
3.6. Resonanzkurve des Schwingkreises mit Impedanztransformator 22
3.7. Impedanz des Schwingkreises mit 9:1 Impedanztransformator 23
3.8. Resonanzkurve des Schwingkreises mit Impedanztransformator 24
3.9. Schematische Darstellung des optischen Aufbaus 26
3.10. Schematische Darstellung eines AOM 27
3.11. Optischer Aufbau des Experiments 28
3.12. Schwebung zweier Wellen mit ähnlichen Frequenzen 29
3.13. Quadrierte Schwebung 29
3.14. Spektrum bei einer Spannung von 5 V_{PP} bei fester Frequenz 31
3.15. Spektrum bei einer Spannung von 9 V_{PP} bei fester Frequenz 31
3.16. Leistung unter Träger gegen U_{ext} 32
3.17. Leistung unter Träger gegen U_{ext} 32
3.18. Leistung unter Träger gegen U_{ext} 32
3.19. Leistung unter Träger gegen U_{ext} 32
3.20. Resonanz des Schwingkreises ohne EOM 34
3.21. Resonanz des Schwingkreises mit EOM 34

3.22. Impedanzverlauf des Schwingkreises ohne EOM 34
3.23. Impedanzverlauf des Schwingkreises mit EOM 34
3.24. Beispiel einer „Störresonanz“ 36

A.1. Schwingkreis 1 39
A.2. Schwingkreis 2 40
A.3. Schwingkreis 3 41
A.4. Leistung unter Träger gegen Frequenz für den Schwingkreis mit 50 Ω Impedanzanpassung 42
A.5. Leistung unter Träger gegen Frequenz für den Schwingkreis mit 4:1 Impedanzanpassung 42
A.6. Leistung unter Träger gegen Frequenz für den Schwingkreis mit 9:1 Impedanzanpassung 42
A.7. Spektrum $U_{ext} = 2$ V 44
A.8. Spektrum $U_{ext} = 5$ V 44
A.9. Spektrum $U_{ext} = 10$ V 44
A.10. Spektrum $U_{ext} = 2$ V 45
A.11. Spektrum $U_{ext} = 5$ V 45
A.12. Spektrum $U_{ext} = 10$ V 45
A.13. Spektrum $U_{ext} = 2$ V 46
A.14. Spektrum $U_{ext} = 5$ V 46
A.15. Spektrum $U_{ext} = 10$ V 46
A.16. Resonanz des Schwingkreises mit EOM 54
A.17. Impedanzverlauf des Schwingkreises mit EOM 54
A.18. Beispiel einer „Störresonanz“ bei $f = 10.094$ MHz 55
A.19. Beispiel einer „Störresonanz“ bei $f = 9.910$ MHz 55
A.20. Beispiel einer „Störresonanz“ bei $f = 7.464$ MHz 55
A.21. EOM–Halterung 56
A.22. EOM–Halterung 56
A.23. Datenblatt des EOM von Laser Components 57
A.24. Datenblatt des Eisenpulver–Ringkerns 58
A.25. Clamping Arm von Thorlabs 59
A.26. Verschiedene gewickelte Impedanztransformatoren 59

1. Einleitung

Seit der Entwicklung des ersten Lasers durch Theodore Maiman am 16. Mai 1960 [1] sind seine Anwendungen in der Grundlagenforschung vielfältig und exzessiv. Gerade die Atomphysik profitiert bis heute von dieser Entwicklung, der Laser ist das „Universalwerkzeug“ der Branche. Egal ob zur Kühlung, zur Spektroskopie oder zur Erzeugung optischer Gitter, der Laser hat in der Atomphysik unzählige Anwendungsmöglichkeiten.
Allerdings ist es immer öfter notwendig, extrem schmalbandige Laser zu verwenden. Für diese Anwendungen kann ein Laser deshalb mittels Frequenzmodulationsspektroskopie stabilisiert werden. Ein wichtiger Bestandteil dieser Stabilisierungsmethode ist die Phasenmodulation der Laserfrequenz. Das aufprägen einer Phasenmodulation geschieht u.a. mit Hilfe von elektrooptischen Modulatoren (EOM). Ein EOM besteht aus einem Kristall der durch Anlegen eines elektrischen Feldes seinen Brechungsindex entlang des angelegten Feldes ändert. Dadurch kann eine in den Kristall eintretende Lichtwelle phasenmoduliert werden. Diese Modulation stellt sich im Spektrum des Laserlichts als zusätzliche Seitenbänder dar. Für einen effizienten Einsatz dieser EOMs sind Seitenbänder möglichst hoher Amplitude wünschenswert.
Ziel meiner Arbeit war der Aufbau eines EOMs und dessen Optimierung, auch um zu prüfen, ob der Eigenbau eines EOMs eine Alternative zu kommerziellen EOMs darstellt. Das Fokus wird auf die Optimierung des Schwingkreises gelegt. Dies spiegelt sich im Aufbau der Arbeit wieder.
Im ersten theoretischen Teil wird zunächst erläutert, wie es in einem EOM zum Auftreten von Seitenbändern kommt. Der zweite Teil der Theorie widmet sich Grundlagen der Elektronik. Dabei wird insbesondere auf Effekte der Hochfrequenz eingegangen.
Im praktischen Teil werden die Eigenschaften verschiedener Schwingkreise mit Hilfe eines Vektornetzwerkanalysators (VNA) im Hinblick auf ihre Gütefaktoren analysiert und verglichen. Außerdem werden die mit verschiedenen Schwingkreisen erzeugten Seitenbänder vermessen und verglichen, um daraus eine unabhängige Vermessung der Gütefaktoren zu erreichen.

2. Theoretische Grundlagen

2.1. Elektrooptik

Im aktuellen Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der Elektrooptik erläutert, die für das Verständnis der Funktionsweise eines elektrooptischen Modulators unerlässlich sind. Die für den Kontext notwendigen Grundlagen sollen aufgezeigt werden und auf den speziellen Fall des Lithiumniobat ($LiNbO_3$) angewandt werden.

2.1.1. Elektrooptischer Effekt

Die gewünschten Seitenbänder werden durch den elektrooptischen Effekt erzeugt. Dieser beschreibt den Zusammenhang zwischen einer an einen Kristall angelegten Spannung bzw. elektrischen Feld und dem Brechungsindex des Kristalls. Für die genaue Form des Zusammenhangs spielt die Symmetrie des Kristalls eine wichtige Rolle. Dieser Abschnitt orientiert sich an [3],[4],[12].

Die Herleitung des elektrooptischen Effektes erfolgt hier für anisotrope Medien, zu denen der verwendete Lithiumniobat–Kristall gehört. Anisotrop bedeutet, dass die drei Raumrichtungen nicht äquivalent sind. Insbesondere unterscheidet sich der Brechungsindex in der verschiedenen Raumrichtungen. Das Modell des Lorentz–Oszillators veranschaulicht diesen Umstand.

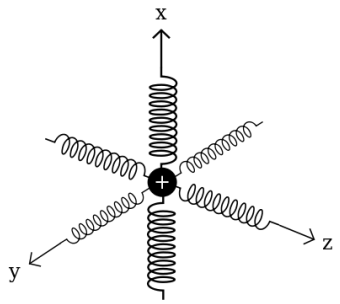

Abbildung 2.1. – Halbklassisches Modell zur Darstellung der Anisotropie

Das Elektron ist im halbklassischen Modell von Abb.2.1 mit Federn an den Atomkern gebunden, die für die unterschiedlichen Richtungen unterschiedliche Federkonstanten aufweisen. Dadurch ist das Elektron für externe Felder in bestimmten Richtungen empfänglicher. Allgemein soll für ein elektrooptisches Medium gelten, dass der Brechungsindex vom angelegten elektrischen Feld abhängt, also $n(\mathrm{E})$, allerdings soll $n(\mathrm{E})$

nur schwach vom elektrischen Feld abhängen, so dass eine Taylor–Entwicklung um E = 0 gerechtfertigt ist.In anisotropischen Medien arbeitet man mit dem Indexellipsoid,

$$\sum_{i,j} \eta_{ij} x_i x_j, \quad i,j = 1,2,3 \tag{2.1}$$

wobei die η_{ij} nun die Komponenten des elektrischen Impermeabilitätstensors darstellen. Die Hauptachsen des Indexellipsoid entsprechen den optischen Achsen des Mediums. Die Schnittpunkte des Ellipsoids mit den Koordinatenachsen geben die Brechungsindizes n_1, n_2, n_3 an. Mit Hilfe dieser Konstruktion kann man die Brechungsindizes für eine beliebig orientierte Welle durch ein anisotropes Medium bestimmen. Abbildung 2.2 dient zur Veranschaulichung der Vorgehensweise.

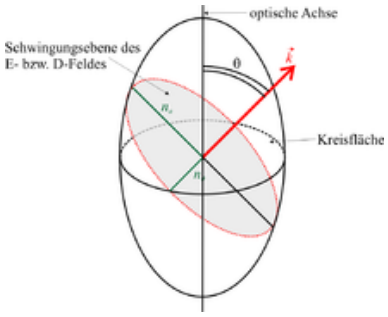

Abbildung 2.2. – Indexellipsoid

Der Tensor der elektrischen Impermeabilität kann nun für schwache E-Felder entwickelt werden.

$$\eta_{ij}(\mathbf{E}) = \eta_{ij}(\mathbf{0}) + \sum_k r_{ijk}\mathrm{E}_k + \sum_{k,l} s_{ijkl}\mathrm{E}_k\mathrm{E}_l \ , \quad i,j,k,l = 1,2,3 \tag{2.2}$$

Dabei ist $r_{ijk} = \left.\frac{\partial \eta_{ij}}{\partial \mathrm{E}_k}\right|_{\mathbf{E=0}}$ und $s_{ijkl} = \frac{1}{2}\left.\frac{\partial \eta_{ij}}{\partial \mathrm{E}_k \partial \mathrm{E}_l}\right|_{\mathbf{E=0}}$. Die r_{ijk} stellen einen Tensor dritter Stufe mit 27 Komponenten und s_{ijkl} einen Tensor vierter Stufe mit 81 Komponenten dar. Die r_{ijk} werden auch Pockels–Koeffizienten genannt nach dem Pockels–Effekt. Dieser beschreibt die lineare Änderung des Brechungsindex mit dem Feld. Tritt dieses Verhalten auf, so dominiert der lineare Term den quadratischen Term und dieser kann vernachlässigt werden. Die Änderung des Brechungsindex mit dem Quadrat des Feldes wird Kerr–Effekt genannt und die s_{ijkl} heißen dementsprechend auch Kerr–Koeffizienten.

Die Anzahl der Komponenten der beiden Tensoren kann durch Symmetrieüberlegungen reduziert werden. Dies wird exemplarisch nur für die Pockels–Koeffizienten gezeigt, da in dieser Arbeit ein $LiNbO_3$–Kristall verwendet wird, der den Pockels–Effekt zeigt.

Die Symmetrie des Tensors η_{ij} übertragt sich auch auf die r_{ijk}. Ein symmetrischer Tensor zweiter Stufe in drei Dimensionen hat sechs unabhängige Komponenten. Die

r_{ijk} stellen einen Tensor dritter Stufe dar und haben deshalb 18 unabhängige Komponenten. Fasst man die Indizes zusammen $(i,j) = I$, $i,j = 1,2,3$ so erhält man eine 6x3–Matrix mit Komponenten r_{Ik}. Dabei gelten folgenden Regeln für den Index I:

$$\begin{aligned} I = (i,i) = i \ , i = j = 1,2,3 \\ (1,2) = (2,1) = 6 \\ (1,3) = (3,1) = 5 \\ (2,3) = (3,2) = 4 \end{aligned}$$

Durch Kristallsymmetrie lässt sich die Matrix r_{Ik} weiter reduzieren. So tritt der Pockels–Effekt überhaupt nur in Kristallen auf, die keine Inversionssymmetrie besitzen. Eine Kristallstruktur, die diese Forderung erfüllt ist die trigonale Struktur, wie sie in $LiNbO_3$ vorkommt:

$$\begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

.

In diesem Abschnitt wurden die wichtigsten Grundlagen für das Zustandekommen des elektrooptischen Effekt zusammengefasst und die Werkzeuge zur Analyse vorgestellt. Das Ergebnis dieses Abschnittes ist die Matrix mit den verschiedenen Pockels–Koeffizienten. Im nächsten Abschnitt wird diese Matrix gebraucht, um die Brechungsindizes für ein bestimmtes äußeres E–Feld zu bestimmen.

2.1.2. Elektrooptischer Modulator (EOM)

In diesem Kapitel wird geklärt, wie man den elektrooptischen Effekt nutzen kann, um eine Phasenmodulation zu erzeugen. Dies ist für die Arbeit insofern wichtig, als dass erst durch diese Modulation die gewünschten Seitenbänder generiert werden können. Außerdem gelten die folgenden Zusammenhänge für einen transversalen Modulator. Also für eine Konfiguration, wo E-Feld und in den Kristall einfallendes Laserlicht senkrecht aufeinander stehen.

Wir untersuchen zunächst wie sich der oben beschriebene Indexellipsoid des $LiNbO_3$ bei einem angelegten Feld verhält. Wählt man die optische Achse entlang der z–Richtung so folgt damit für den $LiNbO_3$–Kristall $n_1 = n_2 = n_o$ und $n_3 = n_a$. Hierbei bezeichnet n_o den ordentlichen Brechungsindex und n_a den außerordentlichen Brechungsindex. Man betrachte dazu ein Feld $\mathbf{E} = (0,0,E)^T$ das entlang der optischen Achse liege. Daraus ergibt sich mit Gl. 2.3 folgende Gleichung für den Indexellipsoid:

$$(\frac{1}{n_o^2} + r_{13}E)(x_1^2 + x_2^2) + (\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E)x_3^2 = 1 \tag{2.4}$$

Daraus ließt man ab:

$$\frac{1}{n_o^2(E)} = \frac{1}{n_o^2} + r_{13}E \tag{2.5}$$

$$\frac{1}{n_a^2(E)} = \frac{1}{n_a^2} + r_{33}E \tag{2.6}$$

Außerdem gilt, dass $r_{Ik}E$ klein sein soll, so dass man Gl. 2.5 und 2.6 wieder entwickeln kann.

$$n_o(E) \approx n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{13}E \tag{2.7}$$

$$n_a(E) \approx n_a - \frac{1}{2}n_a^3 r_{33}E \tag{2.8}$$

Anhand der Gl. 2.7 2.8 erkennt man, dass der Kristall weiterhin uniaxial ist, aber sich dessen Brechungsindizes entlang der Hauptachsen ändern.

Die Phase eines Laserstrahls der durch ein Medium läuft ist gegeben durch $\phi = 2\pi nL/\lambda_0$ wobei λ_0 die Wellenlänge im Vakuum ist. Setzen wir in diesen Ausdruck nun $n(E) \approx n - \frac{1}{2}rn^3E$ ein, so ergibt sich eine vom elektrischen Feld abhängige Phase.

$$\phi = \phi_0 - \pi\frac{U}{U_\pi} \tag{2.9}$$

Hier wird angenommen, dass der Kristall mit seinen Elektroden wie ein Kondensator wirkt, so dass $E = V/d$ gilt. Dann folgt für die sogenannte Halbwellen–Spannung

$$U_\pi = \frac{d}{L}\frac{\lambda_0}{rn^3} \tag{2.10}$$

Diese gibt an, bei welcher Spannung sich die Phase um π geändert hat. Für einen transversalen Modulator, wie er hier verwandt wird, gilt für die Größen in Gl.2.10 $n = n_a$ und $r = r_{33}$. Dafür muss aber gelten, dass die einfallende Welle sich in x–Richtung ausbreite, in z–Richtung polarisiert ist und das elektrische Feld ebenfalls in z–Richtung liegt. Die Halbwellenspannung ergibt sich zu

$$U_\pi = 0,007 \cdot \frac{767 \text{ nm}}{30.9 \text{ pm} \cdot 2,2^3} \approx 163V \tag{2.11}$$

Legt man an den Kristall eine Wechselspannung an, so ändert sich das elektrische Feld ebenfalls periodisch. Da aber Brechungsindex und Phase linear vom elektrischen Feld abhängen müssen sich auch diese beiden Größen periodisch ändern.

$$E(t) = E_0 \cdot \mathrm{e}^{i(\omega_0 t + \beta \sin\Omega t)} \tag{2.12}$$

$$\beta = \pi\frac{V}{V_\pi}\frac{d}{l} \tag{2.13}$$

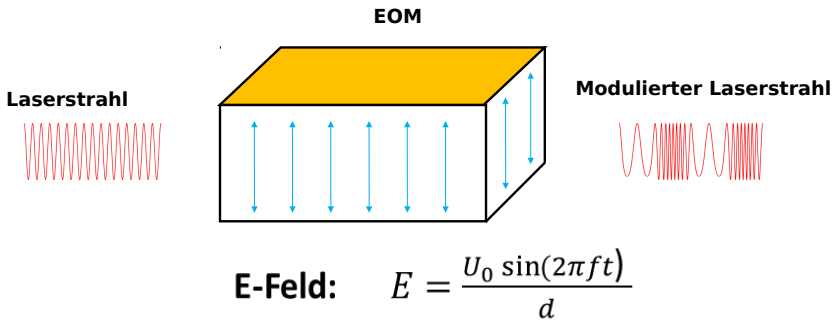

Abbildung 2.3. – Schematische Darstellung eines EOM

In Gl. 2.12 bezeichnet E_0 die Ampliude des Laserstrahls, β ist der Modulationsindex. Abbildung 2.3 stellt einen EOM in transversaler Konfiguration dar. Das Feld variiert, wie zuvor beschrieben, periodisch. Deshalb ändert sich die durch den Kristall erzeugte Phase periodisch ihren Betrag und phasenmoduliert den einfallenden Laserstrahl. Dies wird durch die beiden Laserstrahlen vor und hinter dem EOM in Abb.2.3 verdeutlicht. Um die Phasenmodulation mathematisch zu motivieren, schreibt man die Exponentialfunktion unter Verwendung der Jacobi–Anger–Entwicklung um[11].

$$\mathrm{e}^{i\beta \sin\theta} = \sum_{n=\infty}^{\infty} J_n(\beta)\mathrm{e}^{in\theta} \tag{2.14}$$

Die $J_n(\beta)$ in Gl.2.14 stellen die Besselfunktionen dar. Mit dieser Entwicklung schreibt sich Gl.2.12, wie folgt:

$$E(t) = E_0\mathrm{e}^{i\omega_0 t} \cdot (J_0(\beta) + \sum_{n=1}^{\infty} J_n(\beta)\mathrm{e}^{i\Omega n t} + \sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n J_n(\beta)\mathrm{e}^{-i\Omega n t}) \tag{2.15}$$

Die $J_0(\beta)$ geben die Amplitude des Trägers an. Alle anderen Ordnungen von n geben die Höhe des korrespondierenden Seitenbandes an. In Abbildung2.4 sind $J_n(\beta)$ in Abhängigkeit von β aufgetragen.

In diesem Abschnitt sind insbesondere die Konzepte der Halbwellenspannung und die Abhängigkeit der Seitenbänder von den Besselfunktionen besonders wichtig, da sie an späterer Stelle wieder aufgegriffen werden und für die Analyse von Daten gebraucht werden.

Abbildung 2.4. – Besselfunktionen

2.2. Theoretische Grundlagen des Schwingkreises

2.2.1. Anforderungen

Die Amplitude der der Seitenbänder bzw. die Besselfunktionen hängen von dem Parameter β, und damit auch von der Spannung am Kristall ab. Will man möglichst hohe Seitenbänder erzielen, also auch hohe Leistungen, muss man Spannungen im Bereich der Halbwellen–Spannung erzeugen. Diese Spannungen könnten z.B. durch Verstärker erzeugt werden. In der vorliegenden Arbeit sollte ein passiver Verstärker – ein Schwingkreis – aufgebaut und optimiert werden, um die nötigen Spannungen zu erzeugen. Der EOM als ein wird Teil des Schwingkreises betrachtet. Durch einen Anschluss an den Gold–Elektroden des Kristalls wird dieser zu einem Plattenkondensator.
Dazu ist es notwendig sich sowohl mit der Theorie des Schwingkreises, als auch mit dessen Bestandteilen und deren Verhalten bei den verwendeten hohen Frequenzen auseinanderzusetzen.

2.2.2. Passive Bauelemente

Das Verhalten von passiven Bauelementen soll kurz im Rahmen der Wechselstromrechnung vorgestellt werden. Außerdem werden die Eigenschaften realer Bauteile im Vergleich zu ihren idealen Pendants dargelegt.
Eine angelegte Wechselspannung $U = U_0 e^{j\omega t}$ verursacht einen Strom $I = I_0 e^{j\omega t - \phi}$. Die Größen I_0,U_0 sind die komplexen Amplituden von Strom und Spannung, ω ist die Kreisfrequenz. Aus Strom und Spannung lässt sich die Impedanz in Analogie zum Ohmschen Gesetz berechnen $Z = \frac{U}{I}$. Die Impedanzen für die verschiedenen Bauteile unterscheiden sich und sind gegeben durch $Z_R = R$, $Z_L = j\omega L$ und $Z_C = \frac{1}{j\omega C}$. Daraus berechnet man mit den Regeln für Reihen– und Parallelschaltungen die Impedanz für eine beliebige Anordnung aus Widerständen, Kondensatoren und Spulen.

Alle idealen, passiven Bauelemente die für einen Schwingkreis benötigt werden unterscheiden sich bei hohen Frequenzen von ihrer idealen Darstellungsweise.

Jeder stromdurchflossene Leiter hat einen spezifischen Widerstand, der zu Wärmeverlusten führt. Für zylindrische Leiter gilt unter Gleichstrom

$$R_{\mathrm{DC}} = \rho \cdot \frac{l}{\pi r^2} \quad , \tag{2.16}$$

ρ ist der spezifischer Widerstand. Wird ein Leiter von einem hochfrequenten Wechselstrom durchflossen, so tritt der sogenannte „Skin–Effekt“ auf. Der Strom fließt nur noch in den äußeren Regionen des Leiters. Induzierte Wirbelströme drängen den Strom in Richtung Leiteroberfläche. Der Strom fließt effektiv durch einen verringerten Querschnitt, was einem höheren Widerstand entspricht. Die „Skin–Tiefe“ gibt an, wie weit von der Leiteroberfläche entfernt die Stromdichte auf $\frac{1}{\mathrm{e}}$ der Ausgangsstromdichte abgefallen ist.

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi f \mu}} \tag{2.17}$$

Für Kupfer ergibt sich eine Skin–Tiefe von $\delta = 21\ \mu$m. Zusätzlich kann man mit der Skin–Tiefe eine Definition für den Leitungswiderstand unter Wechselstrom angeben [10].

$$R_{\mathrm{AC}} = (\frac{r}{2\delta} + 0,26) \cdot R_{\mathrm{DC}} \tag{2.18}$$

Entgegenwirken kann man dem „Skin–Effekt“ durch Verwendung von Drähten mit großer, glatter Oberfläche. In sog. Hochfrequenz–Leitungen werden einzelne, voneinander isolierte Einzeldrähte zur einer Leitung verflochten in der die Drähte abwechselnd außen und innen liegen. So kann in jedem Draht der gleiche Strom fließen.

Kondensator und Spule sind ebenfalls keine idealen Bauteile. Es sind unter anderem Induktivitäten und Kapazitäten beider Bauteile zu Berücksichtigen, so dass diese selber einen Schwingkreis mit definierter Resonanzfrequenz darstellen. Eine Spule kann z.B. durch die Schaltung in Abb.2.5 dargestellt werden. Eine reale Spule wird also durch einen LC–Parallelschwingkreis dargestellt. Folglich gibt es ein Impedanzmaximum bei der Eigenfrequenz dieses Schwingkreises, statt des üblichen linearen Verhaltens, dass durch $Z_L = \omega L$ vorgegeben wird.

Die Induktivität für Toroid–Spulen, die für diesen Versuch verwendet werden, kann man mit folgender Formel berechnen:

$$L(\mu\mathrm{H}) = \frac{A_L(\mu\mathrm{H}) \cdot N^2}{10000} \tag{2.19}$$

Diese Formel fasst alle geometrischen Faktoren und Materialkonstanten direkt zu einer Konstanten, dem sogenannten A_L–Wert zusammen. Dieser Wert kann den entsprechenden Datenblättern entnommen werden.

Für reale Kondensatoren ist das Ersatzschaltbild durch Abb.2.6 gegeben und stellt einen Reihenkreis aus Spule und Kondensator dar, wobei Letzterer noch mit einem

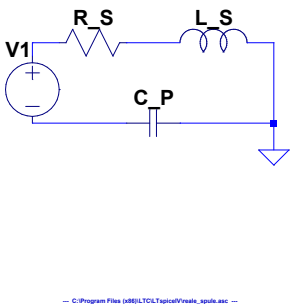

Abbildung 2.5. – Reale Spule

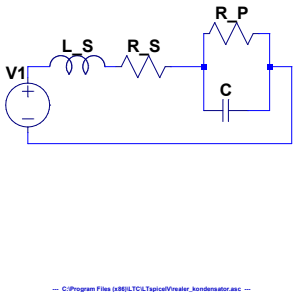

Abbildung 2.6. – Realer Kondensator

Widerstand parallelgeschaltet ist. Hier wird man statt $Z_C = \frac{1}{\omega C}$ ein Resonanzverhalten mit Impedanzminimum vorfinden.

Die oben genannten Effekte müssen insofern beachtet werden, als dass sie z.B. die Resonanzfrequenz verschieben können. Parasitäre Kapazitäten und Induktivitäten beeinflussen die Gesamtkapazität bzw. –induktivität des Schwingkreises. Es ist darauf zu achten, dass Kondensator und Spule nicht in der Nähe ihrer Eigenfrequenz betrieben werden. Besonders bei den selbstgewickelten Spulen ist auf die richtige Materialauswahl des Kerns zu achten. Außerdem dämpfen die ohmschen Widerstände von Spule und Kondensator die Schwingkreisgüte zusätzlich zum verbauten Widerstand.

2.2.3. Schwingkreis und Spannungsresonanz

Der Schwingkreis nimmt die zentrale Rolle dieser Arbeit ein, da dieser die notwendige Spannungsüberhöhung erzeugt. Relevant ist für die Arbeit allerdings nur der getrieben RLC–Schwingkreis, also ein aus Widerstand, Spule und Kondensator bestehender Schwingkreis.

In einem Schwingkreis tauschen Spule und Kondensator Energie periodisch aus. Lädt man in einem idealen Schwingkreis den Kondensator einmal auf und überlässt das System sich selbst, führt es periodische Schwingungen aus. Spule und Kondensator sind aber mit ohmschen Verlusten behaftet, haben also einen endlichen Widerstand, sodass bei jeder Schwingung Energie in Form von Wärme vom System abgeführt wird und die Schwingung abklingt.

Der von mir verwendete RLC–Schwingkreis wird deshalb extern gespeist werden, um die Verluste im schwingenden System auszugleichen. Dazu wird der Funktionengenerator verwendet.
Der Aufbau ist schematisch in Abb. 2.7 dargestellt. Mit dem Funktionengenerator kann Form, Frequenz und Amplitude der Ausgangsspannung gesteuert werden. Geht

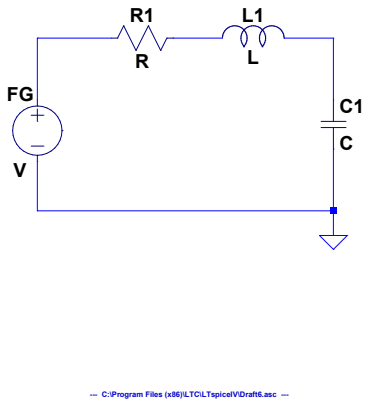

Abbildung 2.7. – Schema eines RLC–Schwingkreises

man von einer sinusförmigen Anregung kann eine Differentialgleichung (DGL) aufgestellt werden, deren Lösung das zeitliche Verhalten der Spannung der einzelnen Komponenten an. Das Vorgehen findet sich in jedem Standardwerk der Physik oder z.B. in [5]. Es ergibt sich, dass die Frequenz der Wechselspannung in den einzelnen Komponenten der von außen vorgegebenen Frequenz entspricht.

Die Impedanz des RLC–Reihenschwingkreises ergibt sich, indem man die Impedanzen aller vorkommenden Bauteile gemäß den Regeln für eine Reihenschaltung miteinander verrechnet.

$$Z_{RLC} = Z_R + Z_L + Z_C = R + j(\omega L - \frac{1}{\omega C}) \tag{2.20}$$

An Gl. 2.20 ließt man die Resonanzbedingung $Z_C = Z_L$ ab. Daraus resultiert die Thomsonsche Schwingungsgleichung $\omega^2 = \frac{1}{LC}$. Unter Resonanz ist die Impedanz also rein reell und minimal.
Gibt man eine Spannung von außen vor, so gilt $I_{max} = \frac{U}{Z} = \frac{U}{R}$. In einer Reihenschaltung ist der Strom durch alle Bauelemente der Selbe. Deshalb gilt unter Resonanz auch $U_L = I_{max} Z_L = I_{max} Z_C = U_C$. Die Blindwiderstände sind bei Resonanz gleich, aber es gilt $Z_L \neq R$. Fordert man noch $Z_L = Z_C > R$, so können an Kondensator und Spule Spannungen anliegen, die wesentlich höher sind als die von außen vorgegebene Spannung [16]. Dieser Effekt soll in dieser Arbeit genutzt werden, um möglichst hohe Spannungen an dem EOM zu erzeugen und wird mit Hilfe eines Zeigerdiagramms in Abb.2.8 veranschaulicht. Die Spannungen U_L und U_C sind in Resonanz wesentlich größer, als die Spannung $U_R = U$, aber um 180° phasenverschoben.

Diese Spannungsüberhöhung kann durch eine weitere wichtige Größe des Schwingkreises ausgedrückt werden, durch die Güte Q. Allgemein gibt Q eine Beziehung zwischen

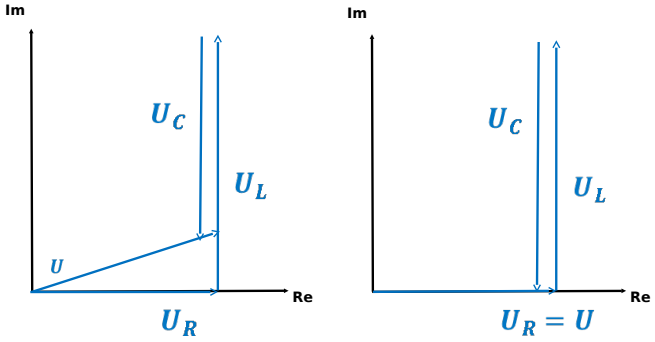

Abbildung 2.8. – Zeigerdiagramm der Spannungsüberhöhung im nicht–resonanten (links) und resonanten (rechts) Fall

Gesamtenergie und Energieverlust an.

$$Q = 2\pi \frac{\text{Gesamtenergie der Schwingung zur Zeit t}}{\text{Energieverlust pro Periode zur Zeit t}} \tag{2.21}$$

Setzt man dazu die Blind– und Wirkleistungen in die obige Definition ein, erhält man eine Formel für die Güte eines RLC–Reihenkreises.

$$Q = \frac{\omega \cdot L}{R} = \frac{1}{R}\frac{L}{C}$$
$$\text{mit } \omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Da $U_L = U_C = I_{max} Z_L$ gilt, kann man die Güte Q nutzen und schreiben:

$$U_L = U_C = Q \cdot U \tag{2.22}$$

Eine alternative Definition der Güte ist über die Bandbreite der Resonanz definiert.

$$Q = \frac{\omega_0}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}$$

Die beiden Frequenzen sind die obere und untere Grenzfrequenz. Die Güte Q lässt sich auch für die einzelnen reaktive Komponenten definieren.

$$Q_{L/C} = \frac{Z_{L/C}}{R_{L/C}} \tag{2.23}$$

Diese Definition ist wichtig, weil weiterhin gilt:

$$Q_{\text{ges,reaktiv}} = \frac{1}{1/Q_L + 1/Q_C} \tag{2.24}$$

Aus Gl. 2.24 kann man schließen, dass zusätzliche Bauteile die Güte des Schwingkreises belasten.

Diese Größe lässt Rückschlüsse zu, wie eine möglichst hohe Spannungsüberhöhung erreicht werden kann. Zum einen sollte der Widerstand möglichst gering sein, zum anderen sollte das Produkt $\frac{L}{C}$ groß sein. Da wir die Seitenbänder aber bei einer definierten Frequenz erhalten wollen, ist das Produkt $\frac{L}{C}$ festgelegt.

Die Darstellung der realen Bauteile ist deshalb wichtig, weil durch ohmsche Verluste und parasitäre Kapazitäten und Induktivitäten Abweichungen von der Theorie zu erwarten sind. Außerdem werden die Gütefaktoren vorgestellt, die wichtig sind, um zum Einen Abschätzen zu können, welcher Schwingkreis am besten Arbeitet. Zum Anderen sind Q–Faktor und Amplitude der Seitenbänder miteinander verknüpft.

2.2.4. Leistungs– und Impedanzanpassung

Spannungen und Ströme werden mit Hilfe von Leitungen übertragen, im vorliegenden Fall werden Koaxialkabel verwendet. Wechselspannungen bzw. –ströme lassen sich in dieser Art Kabel als eine Superposition zwischen hin– und rücklaufender Spannungs– bzw. Stromwelle schreiben. Damit die Energie dieser Welle nicht in den Leiter zurück reflektiert wird, sondern möglichst vollständig vom Verbraucher umgesetzt werden kann, muss der Lastwiderstand dem Quell– und Leitungswiderstand entsprechen. Dies ist Inhalt des „Maximum–Power–Theorems“ [5],[8]. Zwischen Quelle S und Last L wird die maximale Leistung übertragen, wenn für deren komplexe Impedanzen gilt:

$$Z_S = Z_L^* \tag{2.25}$$

Für rein ohmsche Widerstände gilt gemäß Gl.2.25 $R_S = R_L$. Sind Quelle und Last nicht angepasst, kommt es zu Reflexionen. Diese werden durch den Reflexionskoeffizienten quantifiziert, der das Verhältnis aus maximaler und minimaler Spannungsamplitude der hin– bzw. rücklaufenden Welle angibt.

$$\Gamma = \frac{U_0^-}{U_0^+} \tag{2.26}$$

Zum Beweis des „Maximum–Power–Theorems“ betrachtet man den Schwingkreis in Abb. 2.9. Es gilt $I = \frac{U}{R_L+R_S}$ und damit $P_L = I^2 \cdot R_L = \frac{U^2 R_L}{(R_L+R_S)^2}$. Dies schreibt man um zu $P_L = \frac{U^2}{R_L+2R_S+R_S^2/R_L}$ und nutzt aus, dass der Nenner minimal werden muss, damit man für die Leistung ein Maximum erhält. Aus dieser Bedingung folgt, $R_S = R_L$.

In den Ausführungen zur Spannungsresonanz wurde gezeigt, dass es optimal ist, einen möglichst kleinen Widerstand für den Schwingkreis zu nutzen. Im Gegensatz dazu besagt das „Maximum–Power–Theorem“, dass Quelle und Last gleiche ohmsche Widerstände verwenden müssen. Dieses Dilemma kann mit Hilfe des Konzeptes der Impedanzanpassung gelöst werden.

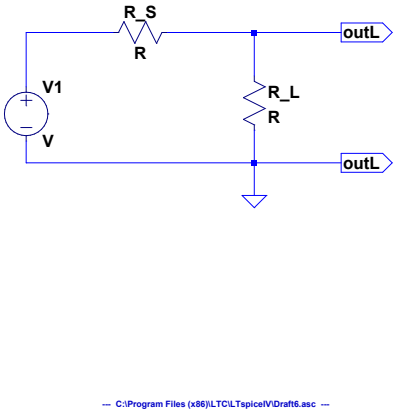

Abbildung 2.9. – Zum Beweis der Leistungsanpassung

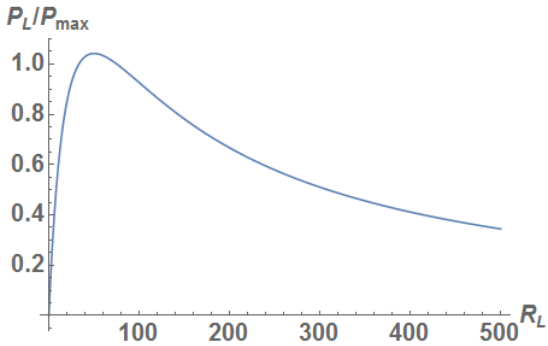

Abbildung 2.10. – Widerstandsabhängigkeit der Leistung für $R_S = 50\ \Omega$

Funktionengenerator und ideale Koaxialkabel haben jeweils einen Widerstand von 50 Ω. Gemäß des „Maximum–Power–Theorems“ sollte entsprechend ein 50 Ω Widerstand für den Schwingkreis verwendet werden. Will man kleinere Widerstände verwenden, ohne den Großteil der Leistung zu reflektieren, so müssen die Widerstände transformiert werden. Das bedeutet, das man einen Transformator nutzt, um den Lastwiderstand wie einen 50 Ω Widerstand erscheinen zu lassen. Ein Transformator transformiert Ströme und Spannungen entsprechend seinem Windungsverhältnis.

$$\frac{N_S}{N_L} = \frac{U_S}{U_L} = \frac{I_L}{I_S}$$

Daraus folgt das Transformationsgesetz für Widerstände

$$\frac{N_S}{N_L} = \sqrt{\frac{R_S}{R_L}} \tag{2.27}$$

Gemäß Gl.2.27 ist es möglich, beliebige Widerstände zu transformieren und Leistungsanpassung vorzunehmen. Es zeigt sich, dass mit Hilfe der Impedanzanpassung Widerstände so angepasst werden können, dass diese die Bedingung zur Leistungsanpassung erfüllen. Damit wird sichergestellt, dass tatsächlich der maximale Leistungspegel von einem Verbraucher abgenommen wird. Ein wichtiger Aspekt für die Optimierung der Schwingkreise ist es daher, eine möglichst gute Impedanzanpassung zu generieren.

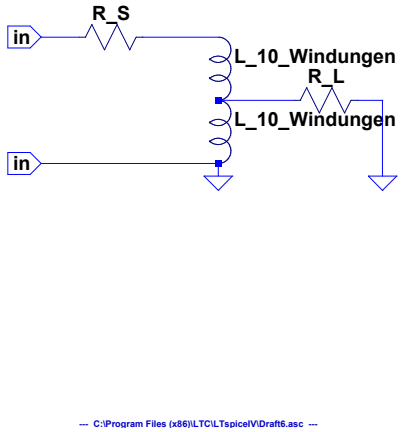

Abbildung 2.11. – Schematische Darstellung eines UnUns als Spule mit Abgriff

2.2.5. Breitbandtransformator und Balune

Die Impedanzanpassung des Schwingkreises erfolgt in den von mir aufgebauten Schwingkreisen mit einem Breitbandtransformator, auch UnUn genannt. Ein UnUn [21] beschreibt einen Impedanztransformator, der unsymmetrisch gespeist wird und auch ein unsymmetrisches Signal ausgibt, sieh dazu Abb. 2.11. Der Widerstand R_S in Abb. 2.11 ist z.B. der Innen– oder Quellwiderstand eines Generators und R_L ist der Lastwiderstand. Auf Seite der Quelle fließt der Strom durch alle Windungen der Spule, während auf der Seite der Last nur die Windungen zwischen Abgriff und Masse durchflossen werden. Beide Signale sind geerdet und damit unsymmetrisch. Prinzipiell kann mit einem UnUn jedes Widerstandsverhältnis angepasst werden, da dieses nur vom Windungszahlverhältnis abhängt (siehe Abschnitt 2.2.4).
Die Art der Wicklung eines Transformators hat aber in der Praxis einen großen Einfluss. Werden z.B. die gegenüberliegenden Seiten eines Ringkerns einfach mit der entsprechenden Anzahl an Windungen umwickelt, so ist bei zu geringer Windungszahl der Fluss und die Führung des magnetischen Feldes nicht ausreichend, um Impedanztransformation zu betreiben. Es hat sich gezeigt, dass eine bifilare Wicklung die besten Transformationseigenschaften besitzt. Eine bifilare Wicklung bedeutet, dass zwei Kupferlackdrähte miteinander verdrillt werden und dann um den Kern gewickelt werden. Durch diese Wickeltechnik wird allerdings das Transformationsverhältnis eingeschränkt; es sind nur noch ganzzahlige vielfache von 1:2 wickelbar. Außerdem sind für UnUns Ferrit–Ringkerne zu verwenden, da diese höhere Permeabilitäten aufweisen und somit eine stärkeres Magnetfeld erzeugen.

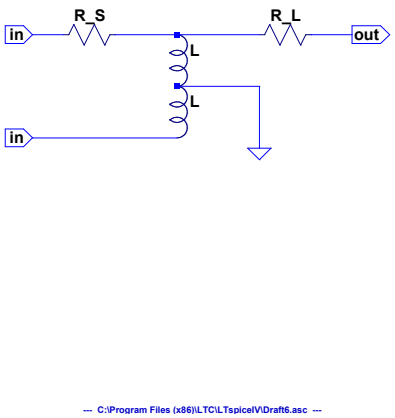

Abbildung 2.12. – Schematische Darstellung eines Baluns als Spule mit Abgriff

Neben den UnUns gibt es auch sogenannte Balune. Diese werden symmetrisch gespeist und geben ein unsymmetrisches Signal aus. Dabei unterscheidet man grundsätzlich zwischen Strom– und Spannungsbalun. Ein Spannungsbalun symmetrisiert Spannungen, ein Strombalun Ströme.
Ein Spannungsbalun symmetrsiert Spannungen durch geschickte Platzierung einer Masseverbindung, vergl. Abb.2.12. Ein Strombalun – auch Mantelwellendrossel genannt – unterdrückt Mantelwellen auf Leitungen. Speist eine unsymmetrische Leitung, wie ein Koaxialkabel, eine Last, so kann auf dem Außenleiter ein unsymmetrischer Strom fließen. Diese Ströme können ihrerseits abstrahlen und somit eine Störquelle darstellen. Dabei geht Leistung verloren. Ein 1:1 Strombalun sperrt solche Mantelströme. Ein Strombalun kann aus einem Ringkern und einem Koaxialkabel aufgebaut werden. Es empfiehlt sich einen großen Ferrit–Ringkern zu verwenden, um eine gute magnetische Kopplung zu gewährleisten. Der Strombalun nutzt aus, dass die Ströme auf Innen– und Außenleiter des Koaxialkabels betragsgleich und entgegengesetzt laufen. Somit erzeugen beide Ströme entgegengesetzte Magnetfelder, die sich kompensieren. Somit beeinflusst das Magnetfeld diese Ströme nicht. Fließen aber Mantelströme, die per definitionem keinen symmetrischen Gegenspieler haben, erzeugt der Kern ein Magnetfeld, dass seiner Ursache entgegenwirkt und diese Mantelströme unterdrückt.

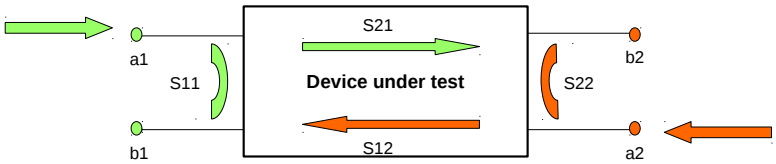

Abbildung 2.13. – Tore und S-Parameter eines VNA

2.2.6. Messung mit dem Vektornetzwerkanalysator (VNA)

Da zur Vermessung der Schwingkreise ein VNA verwendet wurde, gehe ich kurz auf diese Art der Messung ein. Ich begründe, warum ein VNA statt eines Oszilloskops verwendet wurde.

Mit einem Netzwerkanalysator ermittelt man die Streuparameter (S–Parameter), diese beschreiben die Wellengröße der Reflexion und Transmission an elektrischen Toren als Funktion der Frequenz. Ein VNA hat in der Regel zwei Tore, die entweder als Sender oder Empfänger fungieren. Fasst man die Signale als Wellen auf, so kann man folgende Beziehung aufstellen:

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \tag{2.28}$$

Dabei ist a_i die am Tor i einlaufende Welle und b_i die vom Tor i auslaufende Welle. Die S–Parameter sind dementsprechend definiert, als $S_{ij} = \frac{b_i}{a_j}$. Diese Parameter kann der VNA frequenzabhängig vermessen.

Abbildung 2.13 veranschaulicht die Definition der verschiedenen S–Parameter. Die Pfeile stellen die verschiedenen ein– und auslaufenden Wellen a_i bzw. b_i dar. Die Parameter S_{ii} geben beide die Reflexion am Eingang bzw. Ausgang an, während die S_{ij} die Vorwärts– bzw. Rückwärtstransmission der Welle darstellt.
Zur Vermessung der Schwingkreise habe ich die Amplitude des S_{11}-Parameter verwendet. Zusätzlich kann der VNA auch die Impedanz des S_{11}–Parameter berechnen, so dass man eine Aussage über die Frequenzabhängigkeit des Widerstandes der Schwingkreise treffen kann.
Man erwartet, dass der S_{11}–Parameter oder auch Reflexionskoeffizient bei der Resonanzfrequenz ein Minimum annimmt. Denn nur bei Resonanz neutralisieren sich die reaktiven Komponenten von Spule und Kondensator und der Widerstand wird reell. Sind Quelle und Last angepasst, gilt für den Reflexionskoeffizient $\Gamma \to 0$. Die Quelle ist der VNA, der einen 50 Ω Abschluss besitzt.
Anzumerken ist, dass der VNA die Amplitude in dB angibt. Dabei handelt es sich nicht um einer Energiegröße (Leistung), sondern eine Feldgröße (Spannung). Es gilt:

$$\text{Leistungspegel in dB} = 20 \cdot \log(a_2/a_1) \tag{2.29}$$

Demnach gibt einen zusätzlichen Faktor 2 im Vergleich zu Leistung–dB. Misst man beispielsweise den S_{11}–Parameter, so geben nicht die -3 dB an, das die reflektierte Leistung um die Hälfte gesunken ist, sondern der -6 dB Punkt. Dies ist wichtig um die Bandbreiten richtig zu messen.

Das Vermessen der Schwingkreise per Oszilloskop ist nicht ohne Weiteres möglich, denn durch den Messvorgang treten parasitäre Effekte auf, die die Resonanz massiv beeinflussen. So haben z.B. Koaxialkabel einen Kapazitätsbelag von $C' = \frac{100pF}{m}$. Folglich würde ein Koaxialkabel von 1 m Länge unseren Schwingkreis mit zusätzlich 100 pF belasten und die Resonanz verschieben.
Um diese Effekte zu umgehen, werden die Schwingkreise mit dem VNA vermessen.

Dieser Abschnitt gibt einen Überblick über das verwendete Messgerät. Er geht auf wichtige Eigenschaften und Messgrößen des VNA ein. Es wird erläutert, warum der VNA für die Vermessung der Schwingkreise einem Oszilloskop gegenüber vorzuziehen ist. Die Ausführungen vermitteln ein grundlegendes Verständnis der Messmethodik und Messapparatur, um die Aus– und Bewertung der Schwingkreise nachvollziehen zu können.

3. Realisierung des Experiments

3.1. Analyse verschiedener Schwingkreise

Dieser Teil der Arbeit widmet sich der praktischen Umsetzung eines Schwingkreises, der als „passiver Verstärker“ fungiert. Aus den theoretischen Ausführungen geht hervor, dass ein hoher Gütefaktor der Schlüssel für eine hohe Spannung am EOM ist. In den nächsten Abschnitten wird dargestellt, wie es gelingt, möglichst hohe Güten zu erreichen.

Im Folgenden wird der Aufbau dreier verschiedener Schwingkreise und deren Integration in den optischen Aufbau beschrieben. Die verwendeten Bauteile und Materialien werden erläutert und die Schwingkreise miteinander verglichen.

3.1.1. Schwingkreis mit 50 Ω Impedanzanpassung

Ein RLC–Schwingkreis wird auf eine Trough–Hole–Platine gelötet. Um parasitäre Kapazitäten zu minimieren, wird keine Leiterbahn–Platine verwendet, sondern eine Platine mit Punkt–Lötraster. Sämtliche Verbindungswege werden so kurz wie möglich gehalten, um den Widerstand zu minimieren.
Zur Leistungsanpassung wird ein 50 Ω Festwiderstand verwendet. Es wird bewusst in Kauf genommen, dass die Güte des Schwingkreises stark gedämpft wird. Damit wird demonstriert wie gut die Impedanzanpassung mit Breitbandtransformatoren funktioniert. Tabelle A.1 fasst die verwendeten Bauteile und deren Eigenschaften zusammen.

Nachfolgend wird erklärt warum die eingesetzten Bauteile verwendet wurden.
Der Trimmer–Kondensator TRIMMER 31809 von VISHAY ist ein mechanisch einstellbarer Kondensator. Nachteil des Bauteils ist die durch den mechanischen Stress geringe Lebensdauer. Schließt man den EOM mit Elektroden an, stellt dieser in guter Näherung einen Plattenkondensator dar. Daraus lässt sich rechnerisch die Kapazität bestimmen,

$$C = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d} \quad , \tag{3.1}$$

wobei A die Fläche der Elektroden, d die Strecke zwischen den Elektroden und ϵ_r die relative Permittivität darstellt, welche dem Datenblatt des EOM–Herstellers entnommen werden kann A.23: $\epsilon_r = 85$. Der Lithiumniobat–Kristall ($LiNbO_3$) hat eine Größe von (2 x 2 x 30) mm^3. Damit ergibt sich eine Kapazität $C \approx 21,8$ pF. und eine Gesamtkapazität von $C_{\text{ges}} \approx 102$ pF.

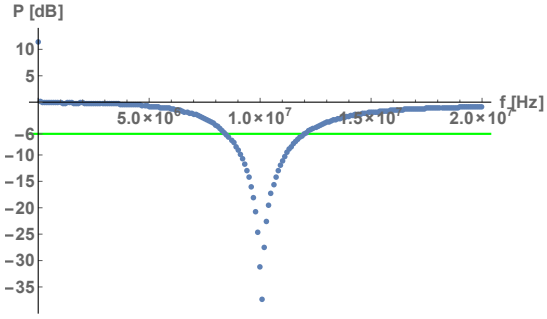

Abbildung 3.1. – Resonanz des Schwingkreises ohne EOM

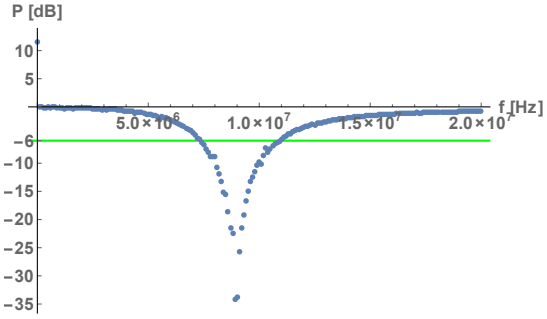

Abbildung 3.2. – Resonanz des Schwingkreises mit EOM

Die eingesetzte Kapazität gibt den Wertebereich für die Spule vor. Aus diesem Grund wird die Spule selber gewickelt, statt eine Festinduktivität zu verwenden. Aus geometrischen Gründen ist es sinnvoll, einen Ringkern zu verwenden, der eine gute Führung des Magnetfeldes gewährleistet. Das Magnetfeld fließt ausschließlich im Kernmaterial, da sich wegen der Symmetrie des Rings alle Felder außerhalb des Kerns aufheben. So verhindert man mögliche magnetische Streufelder, die bei Luftspulen oder Festinduktivitäten auftreten können. In den Ringspulen wird Kupferlackdraht mit großen Querschnitten verwendet, was den Widerstand der Spule minimiert. Es ist wichtig, dass es sich um isolierten Draht handelt, da die einzelnen Windungen der Spule sonst stark induktiv und kapazitiv koppeln.
Bei Ringkernspulen hat man – für den ausgesuchten Frequenzbereich von 1-20 MHz – die Wahl zwischen Eisenpulver–Ringkernen und Ferrit–Ringkernen. Für die Spulen habe ich mich für einen Eisenpulver–Kern entschieden. Der Kern ist für einen Frequenzbereich von $1 - 30$ MHz ausgelegt. Der A_L–Wert des Kerns beträgt $A_L = 40\ \mu\text{H}/100$ Wdg (siehe [A.24). Damit bestimmt man die Induktivität gemäß Gl. 2.19. Für den verwendeten T37–2 Kern ergibt sich eine Induktivität von $L = 2,9\ \mu\text{H}$. Bei der Messung mit dem LCR–Meter ergibt sich eine Induktivität von $L = 3,1\ \mu\text{H}$, der Widerstand beträgt $R = 31\ \text{m}\Omega$ bei 200 kHz. Da die Spule aber bei 10 MHz eingesetzt wird, verwendet man Formel 2.18 zur Widerstandsbestimmung. Der errechnete Widerstand beträgt $R_{\text{AC}} = 0.13\ \Omega$ und ist somit vernachlässigbar.

Aus den beschriebenen Größen wird die erwartete Resonanzfrequenz für den Schwingkreis mit EOM und ohne EOM berechnet.

$$f_{\text{mit EOM}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{102\ \text{pF} \cdot 3,1\ \mu\text{H}}} \approx 9,0\ \text{MHz} \tag{3.2}$$

$$f_{\text{ohne EOM}} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{80\ \text{pF} \cdot 3,1\ \mu\text{H}}} \approx 10,1\ \text{MHz} \tag{3.3}$$

Der Schwingkreis wurde für beide Beispiele mit dem VNA gemessen, um den Einfluss des EOM auf die Resonanzkurve zu prüfen.

Resonanzfrequenz f_0 [MHz]	mit EOM	ohne EOM
gemessen	9,3	10,1
Theorie	9,0	10,1
Leistung P [dB]		
gemessen	-27,1	-26,6
Grenzfrequenzen f_1, f_2 [MHz]	$f_1 = 8,4$, $f_2 = 11,8$	$f_1 = 7,7$, $f_2 = 11,1$

Tabelle 3.1. – Parameter der Reflexionskurven

Vermessen wurde der S_{11}–Parameter in Abhängigkeit der Frequenz (3.1 und 3.2). Ein S_{11}–Parameter von 0 dB bedeutet, dass die gesamte Leistung vom Device–Under–Test (DUT) reflektiert wird. Aus diesem Grund findet bei 0 dB keine Impedanzanpassung statt. Bei -6 dB reflektiert der DUT die Hälfte der Leistung. Dies bedeutet, dass der Schwingkreis die restliche Leistung aufnimmt. Dieser Punkt legt zugleich die Grenzfrequenzen zur Bandbreitenbestimmung fest. Dem Reflexionsminimum entnimmt man, wie gut die Impedanzanpassung funktionierte hat. Umso niedriger der Leistungspegel, desto besser hat die Impedanzanpassung an die 50 Ω Widerstände von VNA und Koaxialkabel funktioniert. Es gibt außerdem die Resonanzfrequenz an.
Die Kurven in den Abbildungen 3.2 und 3.1 geben alle wichtigen Parameter, wie Resonanzfrequenz, Grenzfrequenzen und Gütefaktoren an. Die Abweichung der Resonanzfrequenzen in Theorie und Messung ist gemäß Tabelle 3.1 sehr gering. Eine Ursache für die Abweichung der Resonanz kann die Toleranz der Nennwerte der Bauelemente sein. Der EOM verschiebt die Resonanzfrequenz, denn eine Erhöhung der Kapazität hat eine Senkung der Resonanzfrequenz zur Folge. Die Bandbreite beider Konfigurationen stimmt überein.
Der Vektornetzwerkanalysator belastet den Eingang mit $P = -10$ dBm $= 0,1$ mW. Die gemessenen, reflektierten Leistungen betragen $P_{\text{refl, ohne EOM}} = -26,6$ dBbzw. $P_{\text{refl, mit EOM}} = -27,1$ dB. Das entspricht einem Anteil von $P_{\text{refl, ohne EOM}}/P = 0,022\%$ bzw. $P_{\text{refl, mit EOM}}/P = 0,019\%$. In beiden Konfigurationen wird fast keine Leistung reflektiert. Daraus schließt man, dass die Impedanzanpassung mit dem einfachen 50 Ω Widerstand funktioniert. Dies bestätigt sich durch eine separate Messung des frequenzabhängigen Impedanzverlaufs.

In die Abbildungen 3.4 und 3.3 wurden Hilfslinien integriert, die angeben, wo Resonanzfrequenz (rote Linie) und 50 Ω Wert liegen (grüne Linie). Der Schwingkreis ohne EOM ist also gut angepasst und hat unter Resonanz einen Widerstand von 50 Ω, während der Widerstandswert bei Resonanz für den Schwingkreis mit EOM etwas unterhalb des gewünschten Widerstandswertes liegt. Außerhalb der Resonanzfrequenz dominiert das frequenzabhängige Widerstandsverhalten von Spule und Kondensator.

Die Güte des Schwingkreises ist durch die äquivalenten Formeln 2.22 und 2.23 gegeben. Für den verwendeten Schwingkreis mir R=50 Ω, $L = 3,1$ μH und $C_{ges} \approx 95$ pF kann

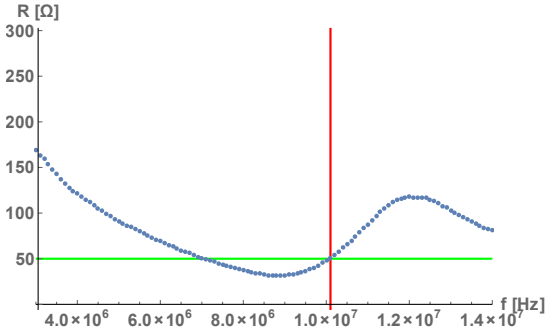

Abbildung 3.3. – Impedanzverlauf des Schwingkreises ohne EOM

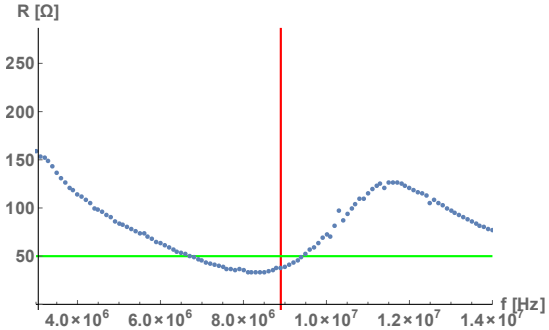

Abbildung 3.4. – Impedanzverlauf des Schwingkreises mit EOM

mit Hilfe von Gl. 2.22 und 2.23 die Theorie mit den Messungen verglichen

$$Q_{\text{theo}} \approx 3,3 \qquad Q_{\text{gemessen}} \approx 2,7 \qquad \frac{Q_{\text{theo}} - Q_{\text{gemessen}}}{Q_{\text{theo}}} \approx 18,8\%$$

Obwohl die Gütefaktoren sich etwas unterscheiden, liegen sie in der gleichen Größenordnung. Abweichungen sind schon wegen Gl. 2.24 zu erwarten. Jedes Bauteil verringert die Güte, denn reale Bauteile unterliegen ohmschen Verlusten, die von der theoretischen Vorhersage vernachlässigt werden.

3.1.2. Schwingkreis mit 4:1 Impedanztransformator

Im Folgenden wird erläutert, welche Auswirkungen die Impedanztransformation auf den Schwingkreis hat. Insbesondere wird untersucht, ob höhere Güten durch eine Impedanzanpassung realisiert werden. Hier wird nur der Schwingkreis mit EOM betrachtet werden. Der qualitative Unterschied zwischen Schwingkreis mit und ohne EOM verhält sich analog zu den Erläuterungen des Abschnitts 3.1.1 verhält.
In das neue System wird ein weiterer Ringkern zwecks Anpassung integriert. Die verwendeten Bauteile sind in Tabelle A.2 aufgeführt. Dem entnimmt man, dass ein 12 Ω Widerstand verwendet wurde. Daraus folgt gemäß Gl. 2.27, dass $N_S/N_L \approx \sqrt{4} \approx 2$.
Der verwendete Transformator hat ein Windungsverhältnis von 2:1. Zur Realisierung werden verschiedene Kerne mit verschiedenen Wickeltechniken bestückt und deren Impedanzverlauf mit dem VNA geprüft. Es zeigt sich, dass Ferrit–Ringkerne besser zur Anpassung geeignet sind, als Eisenpulver–Ringkerne. Bei gleicher Windungszahl und Wickeltechnik weißen die Ferrit–Ringkerne durchgehend weniger Abweichung von den gewünschten 50 Ω auf. Darüber hinaus transformieren bifilar gewickelte Kerne Impedanzen besser als andere Wicklungen (vergl. A.1.6). Aus diesem Grund wird ein bifilar gewickelter UnUn auf einem FT37–61 Ferrit–Ringkern in den Schwingkreis integriert. Die frequenzabhängige Impedanz ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

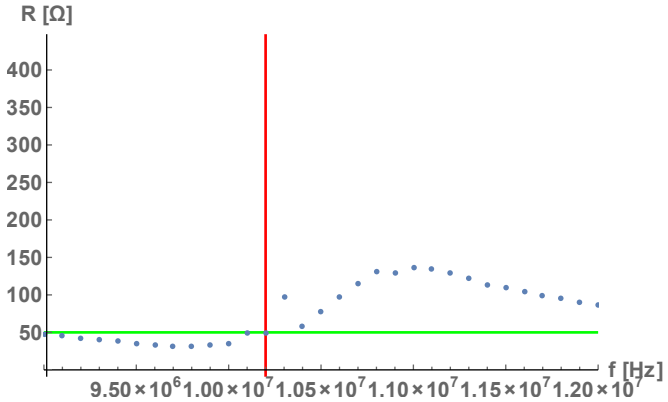

Abbildung 3.5. – Impedanz des Schwingkreises mit 4:1 Impedanztransformator

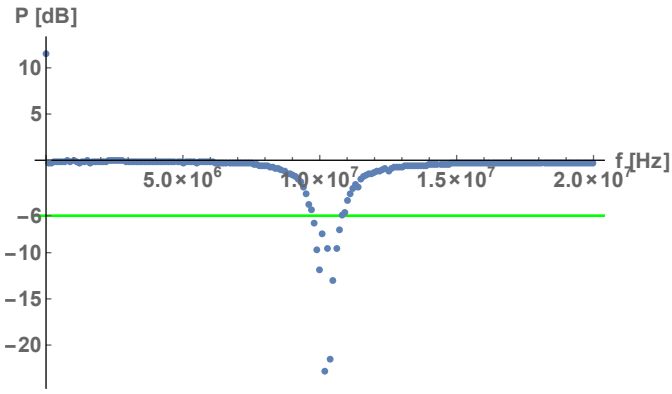

Abbildung 3.6. – Resonanzkurve des Schwingkreises mit Impedanztransformator

Der Verlauf verdeutlicht, dass der Schwingkreis in Resonanz an die 50 Ω Quellwiderstand des Messgerätes angepasst ist.
Die Resonanzfrequenzen stimmen mit der Erwartung überein. Vergleicht man die Leistungspegel der beiden Schwingkreise bei Resonanz, sind die Reflexionen des Schwingkreises mit UnUn–Transformator in der gleichen Größenordnung, wie die des Schwingkreises ohne Impedanztransformator. Der Anteil der reflektierten Leistung beträgt $P_{\text{refl, mit EOM}}/P = 0,06\%$. Das bedeutet, dass über $99,9\%$ der Leistung in den Schwingkreis einkoppeln. Damit funktioniert die Impedanzanpassung sehr gut.

Die Gütefaktoren aus Theorie und Messung können mit Hilfe der Gl. 2.22 und 2.23 verglichen werden.

$$Q_{\text{theo}} \approx 13,3 \qquad Q_{\text{gemessen}} \approx 10,0 \qquad \frac{Q_{\text{theo}} - Q_{\text{gemessen}}}{Q_{\text{theo}}} \approx 24,8\%$$

Resonanzfrequenz f_0 [MHz]	
gemessen Theorie	10,0 9,8
Grenzfrequenzen $f_{1,2}$ [MHz]	$f_1 = 9,5$, $f_2 = 10,5$
Leistung P [dB]	-22,1

Tabelle 3.2. – Parameter der Resonanzkurve

3.1.3. Schwingkreis mit 9:1 Impedanztransformator

Um noch höhere Gütefaktoren zu erzielen, habe ich einen 9:1 Impedanztransformator aufgebaut. Ein Impedanzverhältnis von $50/5,6 \approx 9$ benötigt ein Windungsverhältnis von $N_S/N_L \approx 3$. Die Parameter des Schwingkreises sind in Tabelle A.3 angegeben.

Mit der Messung in Abbildung 3.7 wird überprüft, wie die Impedanzanpassung mit dem 9:1 Impedanztransformator funktioniert.

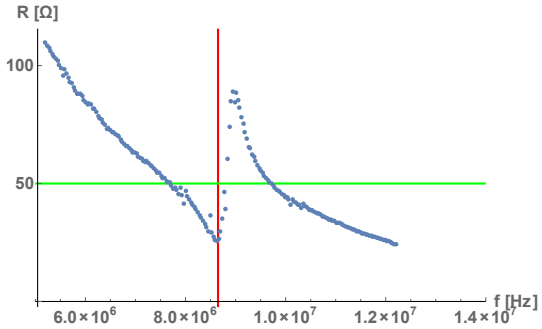

Abbildung 3.7. – Impedanz des Schwingkreises mit 9:1 Impedanztransformator

Am Schnittpunkte der roten und grünen Linien in 3.7 liest man ab, dass in Resonanz die Impedanz des VNA und des Schwingkreises angepasst sind. Der 9:1–Impedanztransformator arbeitet zufriedenstellend. Der Verlauf des Schwingkreiswiderstandes wird abseits der Resonanzfrequenz von den Blindwiderständen dominiert und weicht dadurch von den 50 Ω ab.

In Abbildung 3.8 ist der S_{11}–Parameter gegenüber der Frequenz aufgetragen. Das Minimum liefert die Resonanzfrequenz, der Punkt der -6 dB gibt die Bandbreite an. Die Daten des Schwingkreises sind in Tabelle 3.3 angegeben. Die Resonanz stimmt in Theorie und Messung überein. Allerdings ist der Reflexionspegel mit -14,1 dB in Resonanz relativ hoch im Vergleich zu den anderen beiden Schwingkreisen. Das ist insofern unerwartet, als dass der Widerstandsverlauf in Abbildung 3.7 eine sehr gute Anpassung des Systems beschreibt. Eine gute Impedanzanpassung sollte aber mit minimaler Reflexion verbunden sein. Betrachtet man die relative Reflexion $P_{\text{refl, mit EOM}}/P \approx 0,4\%$ ist dieser Wert zwar signifikant höher als in den vorherigen Schwingkreisen, trotzdem werden noch knapp über $99,6\%$ der Leistung in den Schwingkreis geleitet.

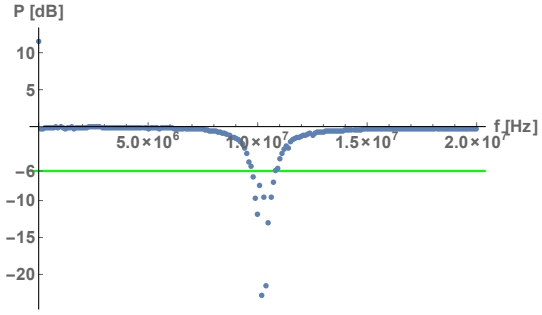

Abbildung 3.8. – Resonanzkurve des Schwingkreises mit Impedanztransformator

Dies entspricht einer sehr guten Leistungsübertragung.
Analog zu den vorherigen Abschnitten kann die Güte verglichen werden.

Resonanzfrequenz f_0 [MHz]	
gemessen Theorie	8,7 8,7
Grenzfrequenzen $f_{1,2}$ [MHz]	$f_1 = 8,5$, $f_2 = 8,8$
Leistung P [dB]	-14,1

Tabelle 3.3. – Parameter der Resonanzkurve mit 9:1 Impedanztransformator

$$Q_{\text{theo}} \approx 36,3 \qquad Q_{\text{gemessen}} \approx 28,8 \qquad \frac{Q_{\text{theo}} - Q_{\text{gemessen}}}{Q_{\text{theo}}} \approx 20,6\%$$

3.1.4. Bewertung der verschiedenen Schwingkreise

Nachfolgend werden die Eigenschaften und abgeleiteten Größen der verschiedenen Schwingkreise zusammengefasst und verglichen. Aus den Vergleichsergebnissen lässt sich schlussfolgern, welcher Schwingkreis am besten zur Erzeugung hoher Seitenbänder geeignet ist.

	50 Ω Anpassung	4:1 Impedanz–transformator	9:1 Impedanz–transformator
R_{gemessen} [Ω] @ Resonanz	49,3	46,1	52,3
Q_{theo}	3,3	13,3	36,3
Q_{gemessen}	2,6	10,0	28,8
$\Delta Q = \frac{Q_{\text{theo}} - Q_{\text{gemessen}}}{Q_{\text{theo}}}$	18,8%	24,8 %	20,6%
$\Delta P = \frac{P_{\text{reflex}}}{P_0}$	0,02%	0,06%	0,4%

Tabelle 3.4. – Vergleich der verschiedenen Schwingkreise

Die Impedanzanpassung für alle drei Systeme funktioniert gut. Der 9:1 Impedanztransformator ist besser angepasst, als der 4:1 Impedanztransformator. Dabei kann das

Kernmaterial des Ringkerns als Ursache ausgeschlossen werden, da in beiden Fällen ein Ferrit–Ringkern FT37–61 verwendet wurde. Allerdings wurde der 4:1 Impedanztransformator mit einer geringeren Drahtstärke gewickelt. Dies führt zu einem erhöhten Wechselstromwiderstand von $R_{\mathrm{AC}} \approx 0,6\ \Omega$, der gegenüber den 50 Ω so gering ist, dass er zu vernachlässigen ist. Er kann deshalb nicht die Ursache für die schlechtere Anpassung sein. Die Drahtstärke kann die Kopplung zwischen den beiden Spulen negativ beeinflussen. Die verschlechterte Kopplung führt in einem realen Transformator zur schlechteren Anpassung.

Die Gütefaktoren steigen erwartungsgemäß mit sinkenden Widerständen an. Die Abweichungen zwischen Theorie und Messung bewegen sich dabei für alle drei Systeme in der gleichen Größenordnung, sind aber recht groß. Grund dafür ist, dass die Bestimmung der Grenzfrequenzen ungenau ist. Als Grenzfrequenzen werden Messwerte gewählt, die mit einer gewissen Toleranz innerhalb der -6 dB liegen. Da es sich um ein Resonanzphänomen handelt, hätte man die Kurve fitten können und anschließend mit Hilfe der Fitfunktion die Grenzfrequenzen errechnen können. Allerdings war die Übereinstimmung von Fitkurve und Messreihen zu gering, als dass daraus zuverlässig die Grenzfrequenzen extrapoliert hätten werden können.
Zudem sagt Gl.2.24 aus, dass die Güte durch zusätzliche, in Reihe geschaltete Bauelemente verringert wird. Alle verwendeten Bauteile dämpfen die Güte zusätzlich durch ihre ohmschen Verluste.

Die, in Resonanz gemessene, reflektierte Leistung ist für alle Schwingkreise unter 1%. Das bestätigt, dass die Impedanzanpassung mittels Impedanztransformator gut funktioniert. Eine gewisse Reflexion ist allein schon deshalb zu erwarten, weil die Widerstände in Resonanz nicht genau 50 Ω entsprechen. Interessant ist jedoch, dass der 9:1 Impedanztransformator die höchsten Reflexionen aufweist, obwohl er eine bessere Anpassung erzielt als sein 4:1 Pendant.

Die obigen Daten zeigen, dass der Einsatz eines Impedanztransformators die Gütefaktoren signifikant verbessert.

3.2. Analyse der Seitenbänder

Dieser Abschnitt geht der Frage nach, ob die zuvor getroffenen Aussagen durch Vermessung der Seitenbänder bestätigt werden.

3.2.1. Optischer Aufbau zur Vermessung der Seitenbänder

Dieser Teil stellt den optischen Aufbau der Arbeit und dessen Arbeitsweise dar. Es wird ein Kalium–DFB–Diodenlaser verwendet, der von einem Laser–Treiber mit $I = 33.15$ mA betrieben wird. Das entspricht einer gemessenen Laserleistung auf der Photodiode von $P_{\mathrm{Laser}} \approx 1,0$ mW. Der optische Isolator (OI) unterdrückt Rückreflexe durch Ausnutzen des Faraday–Effekts.

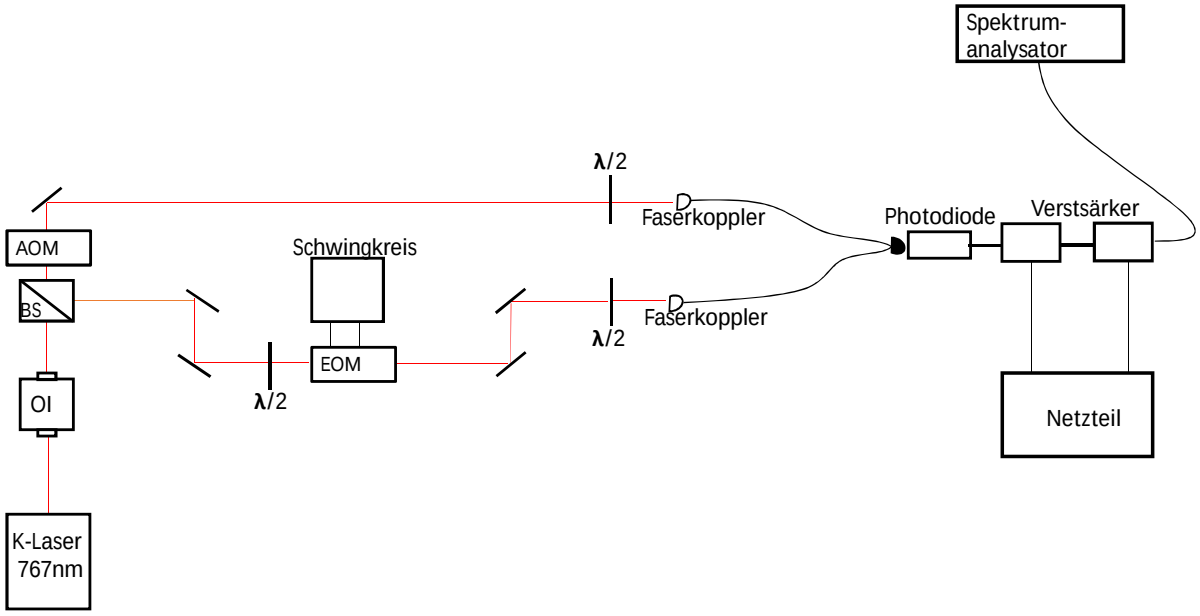

Abbildung 3.9. – Schematische Darstellung des optischen Aufbaus

Die Polarisation der einfallenden elektromagnetischen Welle wird durch ein zur Ausbreitungsrichtung paralleles Magnetfeld um 45° gedreht. An beiden Ende des OI sind Polarizing Beam Splitter (PBS) montiert, deren Polarisationsrichtung um 45° zueinander verdreht ist. Läuft eine eben Welle durch den OI wird diese um 45° gedreht und passiert den PBS. Rückreflexe erfahren aufgrund ihrer unterschiedlichen Ausbreitungsrichtung (180° statt 0°) eine Drehung in die entgegengesetzte Richtung. Die Polarisation des Rückreflexes ist deshalb senkrecht zur Polarisationsrichtung des PBS. Rückreflexe werden unterdrückt.

Der akustooptische Modulator (AOM) erzeugt eine Frequenzverschiebung, die an einem Treiber eingestellt werden kannn. Der AOM wird bei $f = 81,8$ MHz betrieben, da er für diese Frequenz optimiert ist.
Der Aufbau eines AOM ist schematisch in Abbildung 3.10 dargestellt. Der Treiber steuert einen Piezokristall, der Schallwellen mit einer Frequenz Ω durch einen Kristall sendet. Die induzierten Dichtefluktuationen haben einen modulierten Brechungsindex zur Folge, so dass der Kristall wie ein optisches Gitter wirkt. An diesem Gitter wird ein einfallender Laserstrahl der Frequenz ω in verschiedenen Ordnungen gebeugt, deren

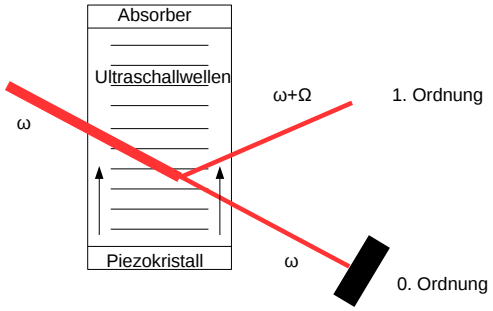

Abbildung 3.10. – Schematische Darstellung eines AOM

Frequenz sich um $\pm n\Omega$ von der Laserfrequenz unterscheidet, wobei n die Ordnung angibt. Im Teilchenbild verändert der Impuls eines Phonon den Impuls des einfallenden Laser–Photons und sorgt für einen resultierenden Impuls.

$$\hbar\vec{k}_{\text{Photon}} + \hbar\vec{k}_{\text{Phonon}} = \hbar\vec{k}_{\text{Photon,res}} \tag{3.4}$$

Der resultierende Impuls muss aus Gründen der Energieerhaltung um die Frequenz der Schallwelle verschoben werden.

Mit Spiegeln wird der modulierte Strahl so justiert, dass sich ein Großteil der Leistung in der -1.Ordnung befindet. Anschließend wird der Strahl in eine Faser gekoppelt. Da die Fasern polarisationserhaltend sind, wird vor den Koppler eine $\lambda/2$–Platte gestellt, um die Polarisation anzupassen. Mit Hilfe eines Polarimeters von Schäfter & Kirchhoff wird die $\lambda/2$–Platte entsprechend der Faser–Polarisation ausgerichtet.
Vor dem elektrooptischen Modulator (EOM) befindet sich ebenfalls eine $\lambda/2$–Platte, da der $LiNbO_3$–Kristall die Polarisation des Laserstrahls ändert. Ein EOM ist ein uniaxialer, doppelbrechender Kristall. Nimmt man an, dass elektromagnetische Welle und optische Achse des Kristalls parallel liegen, stehen die Polarisationsrichtungen senkrecht auf der optischen Achse. Der Brechungsindex ist für beide Polarisationsrichtungen unterschiedlich. Deshalb dreht der EOM für alle Polarisationen, die nicht senkrecht zur optischen Achse stehen, die Phase des Strahls.

Eine weitere $\lambda/2$–Platte ist vor der Faserkopplung aufgebaut, um wieder polarisationserhaltend in die Faser zu koppeln.

Die Strahlen aus EOM und AOM werden mit einem Fasersplitter in einer Faser überlagert und auf die Photodiode geleitet. Um die Signalqualität zu verbessern, wird

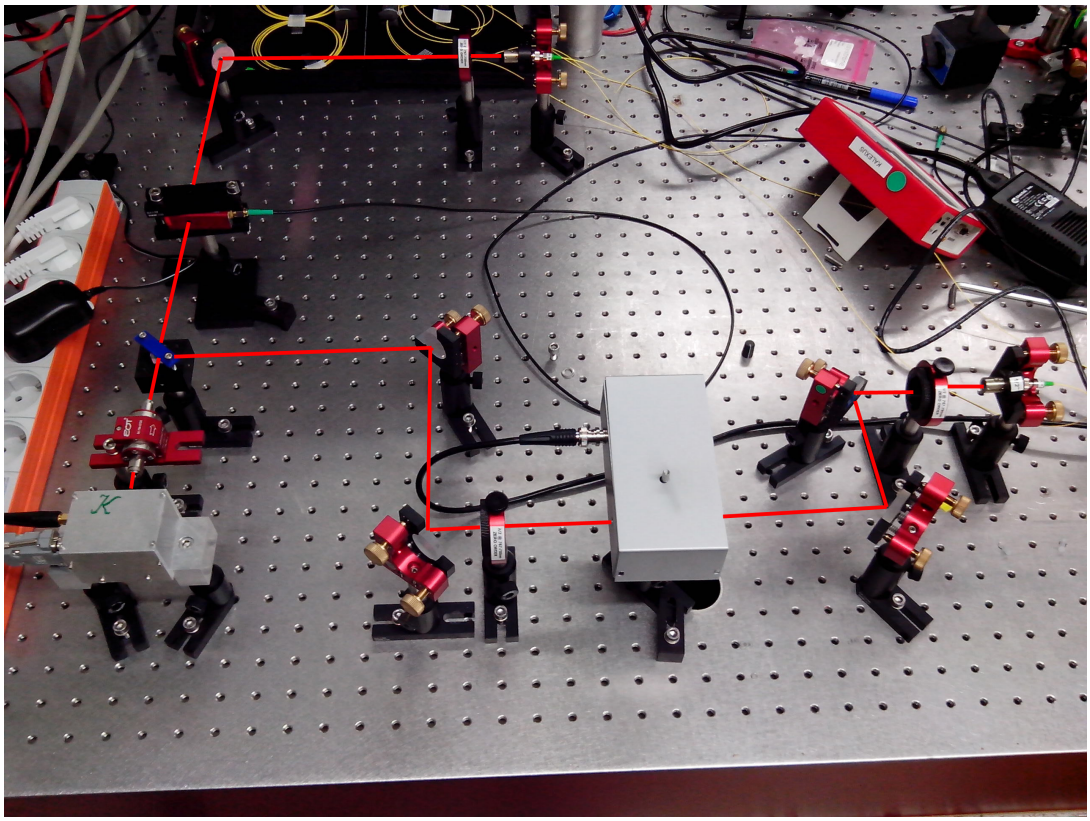

Abbildung 3.11. – Optischer Aufbau, die Photodiode und Verstärker befinden sich rechts außerhalb des Bildes. Der obere, rechte Teil gehört nicht zu dem Aufbau

die Photodiode mit dem Netzgerät auf $U_{Diode} = 5$ V vorgespannt. Außerdem werden Verstärker verwendet, die man mit $U_{Amplifier} = 15$ V betreibt. Das resultierende Signal wird an einem Spektrumanalysator mittels Fouriertransformation des Beat–Signals von EOM und AOM dargestellt.

3.2.2. Schwebungsmessung

Dieser Abschnitt vertieft die Messmethodik und Analyse des gemessenen Signals auf der Photodiode. Die Besselfunktionen $J_n(\beta)$ und die Halbwellenspannung U_π sind für diesen Aspekt der Auswertung besonders wichtig. Weiter wird auf die zugrundeliegende Theorie der Messung eingegangen.

Eine Schwebung ist eine Superposition zweier Schwingungen mit Frequenzen gleicher Größenordnung.

$$E_1(t) = E_0 \cdot \sin(\omega_1 t)$$
$$E_2(t) = E_0 \cdot \sin(\omega_2 t)$$

Es gilt $\omega_1 \neq \omega_2$. Die Amplituden der Schwingung werden zur Vereinfachung als gleich angenommen. Addiert man beide Schwingungen, folgt durch Ausnutzen trigonometrischer Additionstheoreme die überlagerte Schwingung.

$$E_S(t) = 2E_0 \sin(\frac{\omega_1 + \omega 2}{2} t) \cdot \cos(\frac{\omega_1 - \omega 2}{2} t) \tag{3.5}$$

In Abbildung 3.12 gibt die blaue Kurve die Superposition der beiden Schwingungen an. Die blaue Kurve stellt den schnellen Teil $\frac{\omega_1+\omega 2}{2}t$ dar. Die einhüllende orange Kurve beschreibt den langsamen Teil $\frac{\omega_1-\omega 2}{2}t$ und wird auch Schwebungsfrequenz genannt. Dieser Teil moduliert die Amplitude des Signals periodisch.
Bei einer Messung mit einer Photodiode werden Intensitäten gemessen. Es gilt der Zusammenhang $P \propto I \propto |E|^2$. Um die Intensität der Superposition zu erhalten, muss Gl. 3.5 quadriert werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.13 zu sehen. Die gemessenen

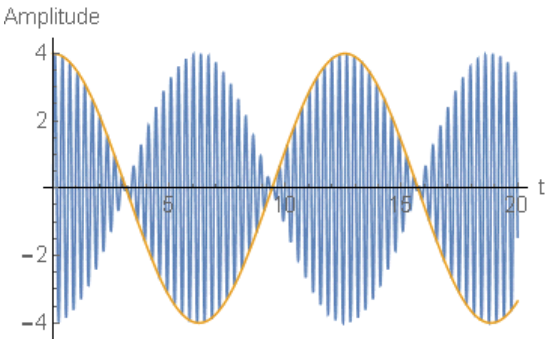

Abbildung 3.12. – Schwebung zweier Wellen mit ähnlichen Frequenzen

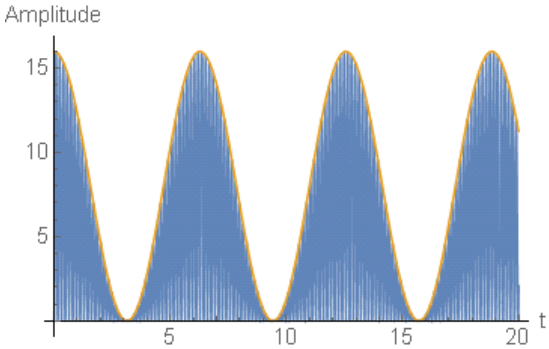

Abbildung 3.13. – Quadrierte Schwebung

gemessenes Signal

Intensitäten haben keine negativen Amplituden. Durch das Quadrieren erhöht sich die Frequenz der Schwebung, da gilt $\cos(x)^2 = \frac{1+\cos(2\cdot x)}{2}$.

Beim verwendeten experimentellen Aufbau kommt es ebenfalls zu einer Schwebung des EOM– und AOM–Signals. Es gilt analog zu Gl.3.5:

$$E_\mathrm{S} = E_\mathrm{AOM}(t) + E_\mathrm{EOM}(t) = \tag{3.6}$$

$$E_0 \cdot \mathrm{e}^{i(\omega_0+\omega_\mathrm{AOM})t} + E_0 \mathrm{e}^{i\omega_0 t} \cdot (J_0(\beta) + \sum_{n=1}^{\infty} J_n(\beta)\mathrm{e}^{i\Omega n t} + \sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n J_n(\beta)\mathrm{e}^{-i\Omega n t}) \tag{3.7}$$

An Gl. 3.7 erkennt man, dass das EOM–Signal E_EOM einen Träger und unendlich viele Seitenbänder bei Frequenzen $\pm n\Omega$ hat. n entspricht der Ordnung des jeweiligen Seitenbandes. Das Signal auf der Photodiode erhält man durch Bildung des Betragsquadrat von Gl. 3.7. Gemäß [2] ist die Intensität der Seitenbänder proportional zu $J_n(\beta)^2$. Das Spektrum zeigt deshalb den Träger mit $P \propto J_0(\beta)^2$ und die Seitenbänder mit $P \propto J_n(\beta)^2$ für alle $n > 1$. Variiert man die Spannung U_{ext} des Funktionengenerators, beobachtet man eine Änderung der Höhe der Seitenbänder. Die spannungsabhängigen Leistungspegel werden deshalb mit $J_n(k \cdot U_{ext})^2$ gefittet. Durch den Fit

erhält man die Konstante k. Daraus lässt sich unter Verwendung von $\beta = \pi \frac{U}{U_\pi} \frac{d}{l}$ und $U = U_{ext} \cdot Q$ die Güte bestimmen.

$$\pi \frac{U_{ext} \cdot Q}{U_\pi} \frac{d}{l} = k \cdot U_{ext} \tag{3.8}$$

$$\Rightarrow Q = \frac{k \cdot U_\pi}{\pi} \frac{l}{d} \tag{3.9}$$

Es möglich ist, durch einen Fit der spannungsabhängigen Leistungen den Gütefaktor Q zu errechnen. So kann die Vermessung des Schwingkreises per VNA verglichen werden und man kann darüber hinaus prüfen, ob die Seitenbänder tatsächlich von Besselfunktionen abhängen.

3.2.3. Vermessung der Seitenbänder

Thema dieses Unterkapitels ist die Vermessung der Seitenbänder. Dafür wird der Aufbau in Abb. 3.11 genutzt. Die Abhängigkeit der Seitenbandamplitude von verschiedenen Parametern wird für die verschiedenen Schwingkreise nachvollzogen.

Die Frequenzabhängigkeit der Seitenbänder wird qualitativ überprüft. Dafür wird der Funktionengenerator ohne Schwingkreis an den EOM angeschlossen. Der Spektrumanalysator zeigt, dass eine vorgegebene Spannung die Höhe der Seitenbänder im Bezug auf den Träger ändert. Variiert man die Frequenz mit Hilfe des Funktionengenerators, verschieben sich die Seitenbänder symmetrisch um den Träger, während die Amplitude der Seitenbänder konstant bleibt. Dies entspricht dem zu erwartenden Verhalten.
Der Einbau der Schwingkreise beeinflusst die Höhe der Seitenbänder frequenzabhängig, da die Schwingkreise nur in Resonanz die maximale Spannung an den EOM geben. Die Höhe der Seitenbänder wird gegen die Frequenz vermessen und aufgetragen. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen A.4, A.5 und A.6 zu ersehen. Für die beiden Schwingkreise mit Impedanztransformator erkennt man ein resonantes Verhalten der Leistung in Abhängigkeit der Frequenz. Daraus lässt sich die Bandbreite bestimmen. Für den Schwingkreis ohne Impedanztransformator lässt sich keine Bandbreite angeben. Zum einen wurde die Auflösung des Spektrumanalysator nicht hoch genug eingestellt, so dass Schwankungen auf einem Niveau von $\approx 0,5$ dB möglich sind. Zum anderen hätte der Messbereich der betrachteten Frequenzen weiter gewählt werden sollen.

	$Q = \frac{f_0}{\Delta f}$	Q_{theo}	Q_{gemessen}
50 Ω Impedanzanpassung	–	3,1	3,3
4:1 Impedanztransformator	8,3	13,3	10,0
9:1 Impedanztransformator	10,8	36,3	28,8

Tabelle 3.5. – Aus der Bandbreite generierter Gütefaktor für die verschiedenen Schwingkreise

Die Gütefaktoren in Tabelle 3.5 ergeben sich aus der Bandbreite. Die Bandbreite wird am Punkt $P = \frac{1}{2}P_{max}$ bestimmt. Die gemessenen und theoretischen Gütefaktoren aus Tabelle 3.5 beziehen sich auf die Messungen mit dem VNA. Die Güte für den 50 Ω Schwingkreis kann aus oben bereits erläuterten Gründen nicht angegeben werden. Für die anderen Güten ergeben sich starke Abweichungen von der Messung mit dem VNA. Dies ist für den 4:1 Impedanztransformator damit zu erklären, dass zu wenige Messwerte in der Nähe der Resonanz aufgenommen wurden. Dadurch die Auflösung der Resonanzkurve zu schlecht ist. Die Abweichung des 9:1 Impedanztransformator ist aber zu groß, um durch diesen Fehler beschrieben zu werden.

Die Spannungsabhängigkeit der Seitenbänder bei Resonanzfrequenz wird quantitativ für die verschiedenen Schwingkreise gemessen. In einer ersten Messung wird der Funktionengenerator direkt an den Thorlabs–EOM angeschlossen und die Spannung variiert. Dabei zeigt sich, dass Spannung und Höhe der Seitenbänder voneinander abhängen.

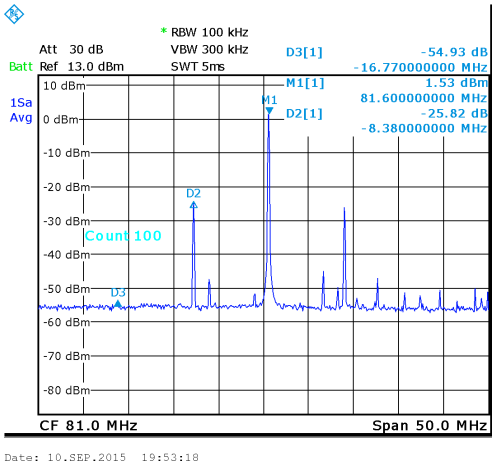

Abbildung 3.14. – Spektrum bei einer Spannung von 5 V_{PP} bei fester Frequenz

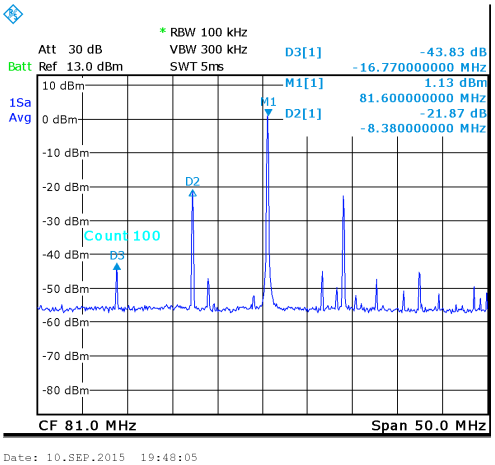

Abbildung 3.15. – Spektrum bei einer Spannung von 9 V_{PP} bei fester Frequenz

Zur Verdeutlichung der Spannungsabhängigkeit werden zwei Spektren des Schwingkreises mit dem 9:1 Impedanztransformator bei unterschiedlichen Spannungen gezeigt. Für das Spektrum mit den 5 V_{PP} erkennt man den Träger bei einer Frequenz von $f \approx 81,8$ MHz. Außerdem sind Seitenbänder 1.Ordnung bei einer Frequenz von $f \approx 8,4$ MHz, die -25.82 dB unter Trägerniveau liegen, zu erkennen. Im Vergleich dazu liegen die Seitenbänder 1.Ordnung des 10 V_{PP} Spektrums bei -21.87 dB. Zusätzlich bilden sich Seitenbänder 2.Ordnung, was man an ihrer Frequenz von $f \approx 16,8$ MHz erkennt. Diese befinden sich etwa -43.83 dB unterhalb des Trägers.

Für alle drei Schwingkreise wird der Leistungspegel der Seitenbänder in Abhängig-

keit der Spannung U_{ext} vermessen. Die zugehörigen Tabellen befinden sich im Anhang, siehe A.4,A.5,A.6 und A.7. In Abschnitt 3.2.2 wird erläutert, dass die Höhe der gemessenen Seitenbänder von den Besselfunktionen abhängt. Deshalb wird für alle Schwingkreise eine Besselfunktion der Form $J_n(k \cdot U_{ext})$ gefittet. Der Parameter k ist ein konstanter Faktor, der sich aus dem Fit ergibt. Das Ergebnis ist in den folgenden Abbildungen zu sehen.

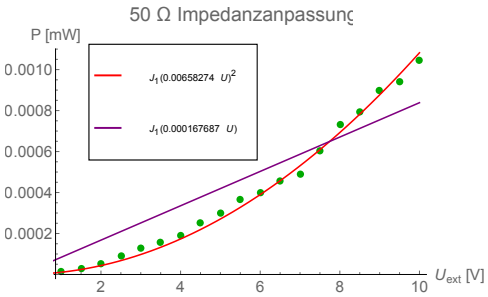

Abbildung 3.16. – Leistung unter Träger gegen U_{ext}

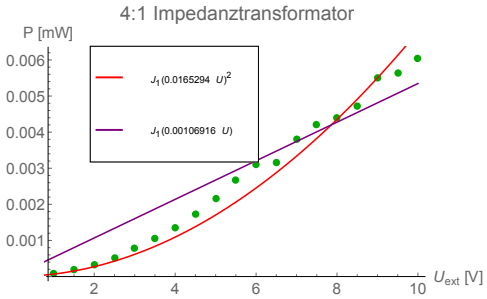

Abbildung 3.17. – Leistung unter Träger gegen U_{ext}

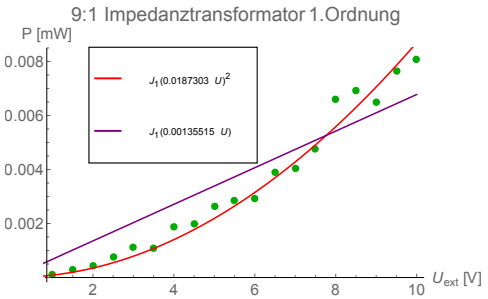

Abbildung 3.18. – Leistung unter Träger gegen U_{ext}

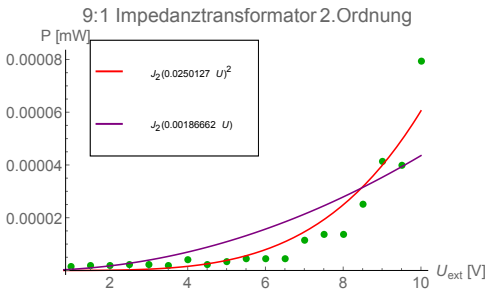

Abbildung 3.19. – Leistung unter Träger gegen U_{ext}

Der Zusammenhang zwischen Besselfunktion und Leistung bzw. Höhe der Seitenbänder kann anhand der Abbildungen 3.16 bis 3.19 verifiziert werden. Man erkennt, dass $J_n(\beta)^2$ die Daten wesentlich besser fittet, als $J_n(\beta)$. Die höchsten Leistungen werden für den 9:1 Impedanztransformator gemessen, also für den Schwingkreis mit der höchsten Güte. Hier treten Seitenbänder 2.Ordnung auf. Für die anderen beiden Schwingkreise werden geringere Leistungen und Seitenbänder 1.Ordnung gemessen.
In Tabelle 3.6 sind die erhaltenen Werte für den Parameter k aufgelistet, daraus wird die Güte berechnet.
Die aus den gefitteten Daten generierten Gütefaktoren stimmen mit den per Breitbandanalyse bestimmten Güten in der Größenordnung überein. Der Vergleich mit der VNA–Messung zeigt wieder gravierende Abweichungen und liegt für den 9:1 Impe-

	k [1/V]	$Q = \frac{k \cdot U_\pi}{\pi} \frac{l}{d}$	$Q = \frac{f_0}{\Delta f}$	Q_{theo}	Q_{gemessen}
50 Ω Impedanzanpassung	0,007	4,2	–	3,3	2,6
4:1 Impedanztransformator	0,017	7,0	8,3	13,3	10,0
9:1 Impedanztransformator 1.Ordnung	0,019	7,9	10,8	36,3	28,8
9:1 Impedanztransformator 2.Ordnung	0,026	10,4	10,8	36,3	28,8

Tabelle 3.6. – Aus dem Fit generierter Parameter k für die verschiedenen Schwingkreise

danztransformator in Größenordnungen, die auch mit Fehler nicht im Toleranzbereich liegen. Dies legt den Schluss nahe, dass bei der Auswertung ein Fehler gemacht wurde, oder dass eine systematische Fehlerquelle vernachlässigt wurde. Dieser Schluss kann durch eine gesonderte Beobachtung gestützt werden. Ermittelt man den Q–Wert aus dem Fit, setzt diesen dann bei gegebenem U_{ext} in den Modulationsindex ein, lässt das Ergebnis keine Seitenbänder 2.Ordnung zu. Diese sind aber in Abbildung 3.15 deutlich zu erkennen. Der Schwingkreis mit dem 9:1 Impedanztransformator weißt als einziger hohe Abweichungen von der Theorie auf. Ich vermute, dass die Spannung, die ein theoretischer Gütefaktor von $Q \approx 36$ erzeugt, hohe Kernverluste und Sättigungsverhalten nach sich zieht. Der Proximity–Effekt hat, neben dem Skin–Effekt, eine Erhöhung der ohmschen Widerstände in Transformatoren zur Folge [27]. Vertiefende Messungen dazu waren im zeitlichen Rahmen nicht möglich.

In diesem und dem vorherigen Abschnitt wurde erläutert, wie die Seitenbänder gemessen wurden. Es wurden Frequenz– und Spannungsabhängigkeit qualitativ überprüft und in Anhang A.1.3, A.1.2 dargestellt. Die Erwartung, dass die Höhe der Seitenbänder mit steigender Spannung U_{ext} des Funktionengenerators ebenfalls ansteigt, konnte bestätigt werden. Bei der quantitativen Analyse zwischen Leistung und Spannung U_{ext} zeigten sich Diskrepanzen.

3.2.4. Aufbau eines eigenen EOM

Zusätzlich zur Analyse der Schwingkreise und der Seitenbänder wird ein eigener EOM aufgebaut werden. Dazu muss ein Gehäuse und eine Halterung für den EOM realisiert werden. Mit dem selbst aufgebauten EOM werden die gleichen Messungen durchgeführt wie in den Abschnitten 3.1 und 3.2. Das Verhalten des Eigenbau–EOM wird qualitativ anhand des Schwingkreises mit der 4:1 Impedanzanpassung gezeigt. Der EOM beeinflusst das Resonanzverhalten der Schwingkreise stärker als der kommerzielle EOM.
In den Abbildungen A.21 und A.22 sind die selbst gebauten Halterungen für den $LiNbO_3$–Kristall von Laser Components abgebildet. Da die Ergebnisse für die beiden Halterungen qualitativ gleichwertig sind, werden hier nur die Messungen für den EOM aus Abbildung A.21 aufgeführt. Ein Beam–Splitter–Block wurde als Grundplatte für den Kristall verwendet. Als Greifarm wurde ein „Clamping Arm“ A.25 von Thorlabs eingebaut. Die Kontaktierung für den EOM wurde mittels Kupferfolien auf der Grundplatte und einer improvisierte Elektrode realisiert. Die gesamte Halterung wird

in ein Aluminiumgehäuse gesetzt, in das die Schwingkreise eingebaut werden können.

Mit dem VNA werden Resonanzfrequenzen und Impedanzverläufe für den Schwingkreis mit und ohne EOM aufgenommen. Die Ergebnisse der Messungen sind in Abbildungen den 3.20 - 3.23 aufgelistet.

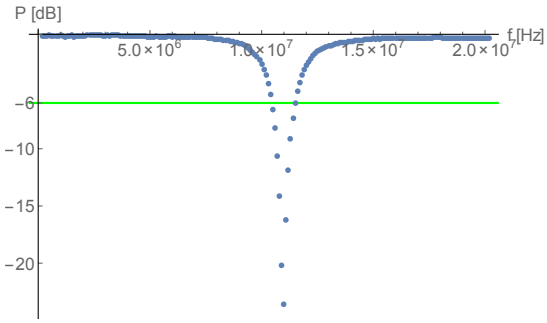

Abbildung 3.20. – Resonanz des Schwingkreises ohne EOM

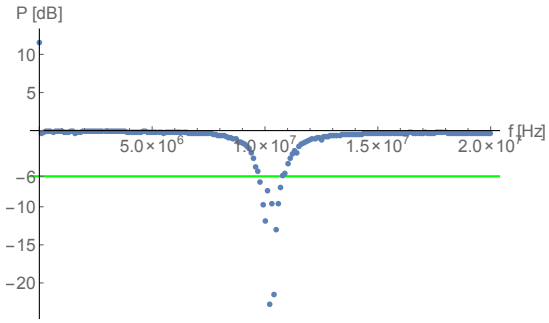

Abbildung 3.21. – Resonanz des Schwingkreises mit EOM

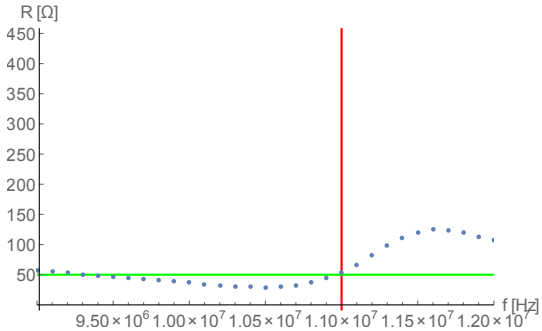

Abbildung 3.22. – Impedanzverlauf des Schwingkreises ohne EOM

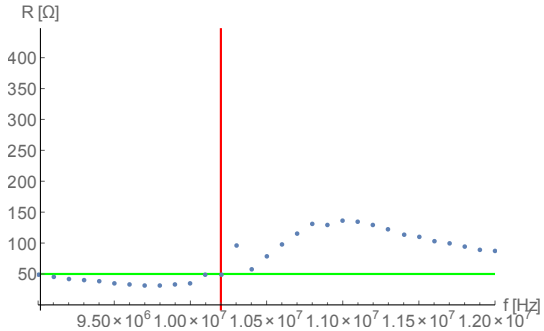

Abbildung 3.23. – Impedanzverlauf des Schwingkreises mit EOM

Die Impedanzanpassung hat mit und ohne EOM sehr gut funktioniert, was man grafisch anhand des Schnittpunktes aus grüner und roter Linie verifizieren kann. Die gemessenen Resonanzfrequenzen stimmen mit den theoretischen Resonanzfrequenzen aus überein. Allerdings hat der EOM einen deutlichen Einfluss auf die Resonanzfrequenz. Es entstehen Spitzen im Resonanzverlauf. Diese sind in Abb. 3.21 nicht gut zu erkennen, deshalb wurden im Anhang Screenshots des VNA eingefügt. Die Spitzen treten für alle drei Schwingkreise besonders stark in der Nähe der Resonanzfrequenz auf. Für die Impedanzverläufe betrachtet man ebenfalls Spitzen in der Nähe der Resonanz.
Da die Schwingkreise in Kombination mit dem Thorlabs–EOM gut funktionieren, können diese als Fehlerquelle ausgeschlossen werden. Auch der Kristall kann als

Fehlerquelle ausgeschlossen werden, da sich für verschiedene Kristalle ein gleiches Verhalten der Resonanzfrequenz und der Impedanz ergibt. Deshalb steht zunächst das Gehäuse im Verdacht, die Störungen zu verursachen. Das Gehäuse soll den Schwingkreis vor Strahlung abschirmen. Allerdings ist das Gehäuse aus Aluminiumoxid und damit unfähig, vor der elektromagnetischen Strahlung zu schützen. Aus diesem Grund wird das andere Gehäuse aus „HF–sicherem“ Material hergestellt. Trotzdem sind die Störungen weiterhin zu beobachten. Folglich kann das Gehäuse als Fehlerquelle ausgeschlossen werden. Damit bleibt als eine mögliche Fehlerquelle die Verkabelung bzw. die Kontaktierung des Kristalls mit den Elektroden.

Abgesehen von den Störungen der Messkurven, zeigt sich ein weiteres unerwartetes Verhalten. Die Schwingkreise beeinflussen das Resonanzverhalten des EOM nicht, obwohl sie funktionieren, wie die Messung am Thorlabs–EOM beweist. Es gibt einige sehr scharfe Resonanzfrequenzen, auch in der Nähe der theoretisch erwarteten Resonanz des Schwingkreises. Diese Resonanzen liegen aber im Bereich von $\backsim$ kHz, was einer Güte von $\approx$ 1000 entspricht. Solche Gütefaktoren sind mit einem einfachen RLC–Reihenschwingkreis nicht zu realisieren. Deshalb wird geprüft, ob dieses Verhalten auch komplett ohne Schwingkreis zu messen ist. Zusätzlich bleiben die Frequenzen, bei denen diese scharfen Resonanzen auftreten, für alle mögliche Konfigurationen von angeschossenen Schwingkreisen gleich. Um zu überprüfen, ob die elektrischen Resonanzen lediglich von diesen „Störresonanzen“ überlagert werden, wird die Resonanzfrequenz mit Hilfe des Trimmer–Kondensators verstellt. Das Ergebnis ist, dass weder die Störresonanzen ihre Frequenzen ändern, noch Resonanzen bei den neuen erwarteten elektrischen Resonanzfrequenzen auftauchen. In Abbildung 3.24 ist beispielhaft eine solche Störresonanz für $f = 10.308$ MHz gezeigt. Man erkennt Effekte höherer Ordnung, die wie Seitenbänder höherer Ordnung, bei einem harmonischen Vielfachen der Resonanzfrequenz liegen. Weitere Störresonanzen finden sich in Anhang A.18 - A.20. Dieses Verhalten ist nicht zu erklären, insbesondere da die Schwingkreise in Kombination mit dem kommerziellen EOM funktionieren. Außerdem treten diese Resonanzen für beide Gehäuse auf.

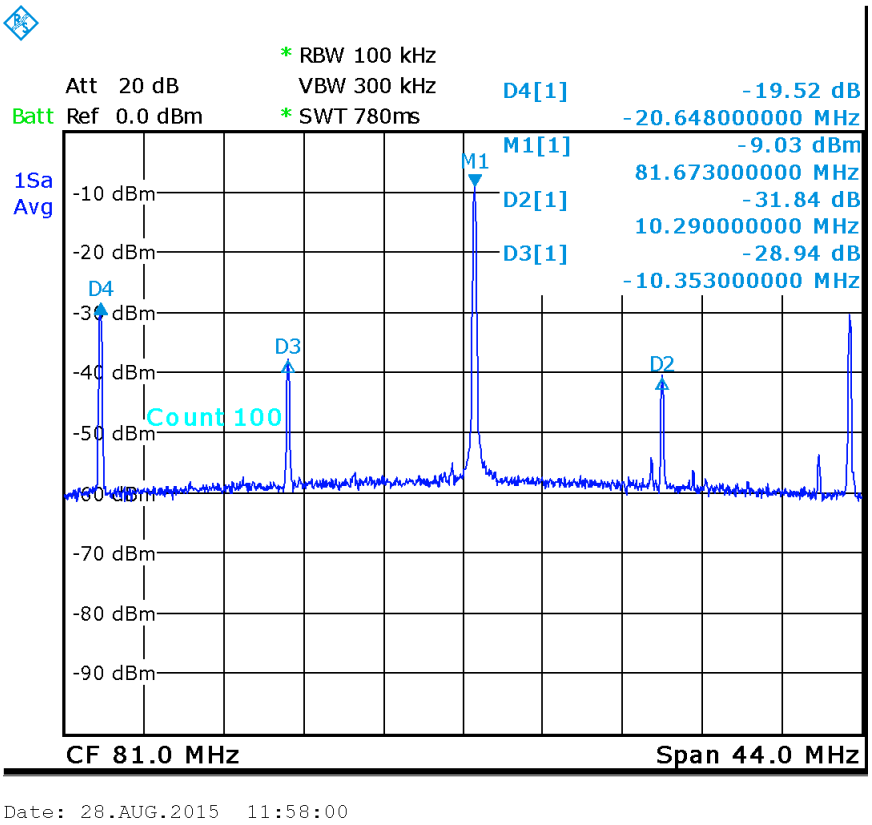

Abbildung 3.24. – Beispiel einer „Störresonanz“

4. Evaluation

Im Rahmen der Bachelorarbeit ist es mir gelungen, verschiedene Schwingkreise unterschiedlicher Gütefaktoren aufzubauen. Im Wesentlichen zeigte sich dabei, dass sich die von der Theorie vorhergesagte Impedanzanpassung mittels Transformator tatsächlich auch für reale Transformatoren gut umsetzen lässt. Außerdem konnte gezeigt werden, dass durch verwenden kleinerer Widerstände in Kombination mit der Impedanzanpassung die Güte eines Systems tatsächlich erhöht wird. Der erwartete Zusammenhang zwischen Höhe der Seitenbänder und dem Q–Faktor konnte ebenfalls verifiziert werden, denn für den Schwingkreis mit dem geringsten Widerstand konnten die höchsten Seitenbänder ermittelt werden. Allerdings traten für alle drei untersuchten Schwingkreise Abweichungen in der Größenordnung von $\approx 20\%$ auf. Diese können im Rahmen der Fehler bestätigt werden, zumal alle drei Systeme eine ähnliche Abweichung aufweisen und es sich deshalb um einen systematischen Fehler zu handeln scheint.
Zusätzlich konnte auch der erwartete Zusammenhang zwischen der Leistung in den Seitenbändern und den Besselfunktionen grafisch bestätigt werden. Auch Seitenbänder höherer Ordnung konnten beobachtet werden, was die Besselabhängigkeit zusätzlich bestätigt. Die rechnerische Analyse des Zusammenhangs zwischen Besselfunktion und Leistung der Seitenbänder funktioniert dagegen nicht sehr gut. Die daraus abgeleiteten Gütefaktoren waren viel zu gering und auch im Rahmen der Fehler nicht erklärbar.

Der Aufbau eines eigenen EOM hat nicht funktioniert. Auch nach ausgiebiger Fehleranalyse konnte nicht festgestellt werden, worin die Fehlerquelle bestand. Im Verdacht für das Auftreten der „Störresonanzen“ verantwortlich zu sein standen die Verkabelung des EOM oder seine Halterung, da dies die einzigen Parameter waren, die auch nach Variation das Verhalten des EOM nicht änderten.
Das legt den Schluss nahe, dass dem mechanischen Aufbau eine höhere Priorität hätte beigemessen werden müssen. Die auftretenden Probleme liegen nicht im Bereich der Elektronik, sondern im Bereich der mechanischen Umsetzung der Halterung und Kontaktierung.

Ein Alternativvorschlag für zukünftige Aufbauten ist, zu versuchen einen, $LiNbO_3$–Kristall in einem Gehäuse zu verlöten, statt improvisierte Elektroden zu verwenden. Damit kann eine große durchgängige Kontaktfläche erzeugt werden, die die möglichen Fehlerquellen, der von mir verwendeten Elektroden, prinzipiell aufheben sollte.
Des Weiteren steht eine mögliche Miniaturisierung des Aufbaus im Raum, z.B. auf einer geätzten SMD–Platine. Da es sehr kleine Ringkerne mit einem Außendurchmesser von ≈ 3 mm gibt, ist die Integration von Spulen und Impedanztransformatoren

auf eine solche Platine kein Problem. Allerdings muss dadurch ein Draht mit sehr geringem Querschnitt verwendet werden, so dass vorher abgeschätzt werden muss, ob der Wechselstromwiderstand in Spule und Impedanztransformator nicht zu groß wird. Soll auch ein Feinabgleich der Frequenz möglich sein, muss ein Trimmer–Kondensator verwendet werden. Die von mir verwendeten Kondensatoren sind im Vergleich zu den minimalen Spulengrößen zu groß. Möglicherweise gibt es hier aber SMD–Alternativen.

Es mir gelungen ist, den notwendigen Schwingkreis für einen EOM zu optimieren. Es konnte kein funktionierender EOM–Aufbau im Zeitrahmen dieser Arbeit erreicht werden. Folglich kann kein Vergleich zwischen kommerziellem und Eigenbau–EOM angestellt werden. Wäre der Aufbau gelungen, hätte man prüfen können, ob der Eigenbau eine günstige Alternative zu einem kommerziellen EOM sein kann.

A. Anhang

A.1. Tabellen und Abbildungen

A.1.1. Spezifikationen der verwendeten Bauteile

Bauteil	Eigenschaft	
Widerstand	$R = 50\ \Omega$	
Kondensator TRIMMER 31809, Vishay	$C = (6,0 - 80,0)$ pF	
Spule, Eisenpulver–Ringkern T37–2	$L_{gem} \approx 3,1\ \mu$H, $N = 26$ Windungen	$L_{theo} = 2,9\ \mu$H
EOM		$C_{theo} \approx 21,8$ pF

Tabelle A.1. – Schwingkreis 1: Verwendete Bauteile und deren Eigenschaften

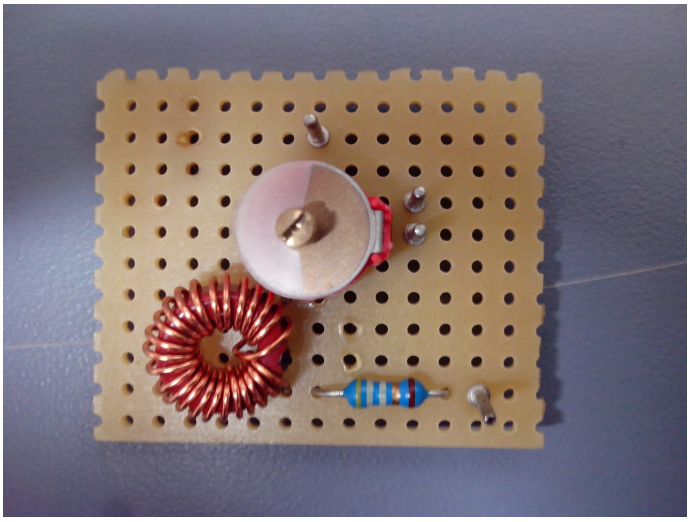

Abbildung A.1. – Schwingkreis 1

Bauteil	Eigenschaft	
Widerstand	$R = 12\ \Omega$	
Kondensator TRIMMER 31809, Vishay	$C = (6,0 - 80,0)$ pF	
Spule, Eisenpulver–Ringkern T37–2	$L_{gem} \approx 2,5\ \mu$H, $N = 25$ Windungen	$L_{theo} = 2,6\ \mu$H
UnUn, Ferrit–Ringkern FT37–2	$N_{ges} = 20$, $\frac{N_S}{N_L} = 2/1$	
EOM		$C_{theo} \approx 21,8$ pF

Tabelle A.2. – Schwingkreis 2: Verwendete Bauteile und deren Eigenschaften

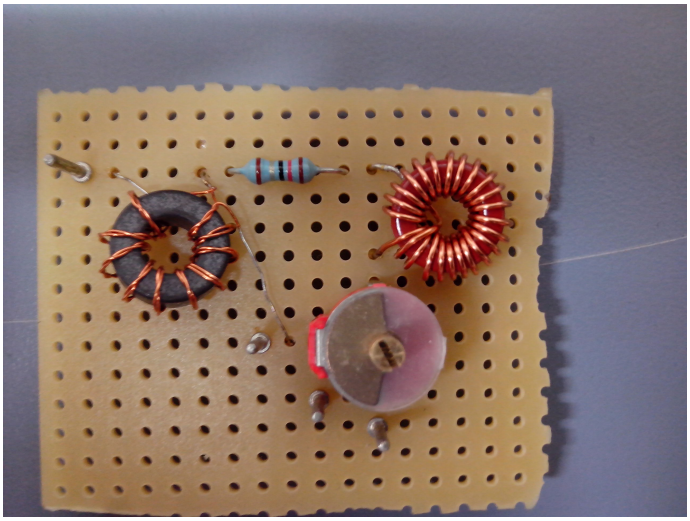

Abbildung A.2. – Schwingkreis 2

Bauteil	Eigenschaft	
Widerstand	$R = 5,6\ \Omega$	
Keramikkondensator	$C = 68$ pF	
Spule, Ferrit–Ringkern T37–2	$L_{gem} \approx 3,7\ \mu$H, $N = 8$ Windungen	$L_{theo} = 3,3\ \mu$H
UnUn, Ferrit–Ringkern FT37–2	$N_{ges} = 20$, $\frac{N_S}{N_L} = 3/1$	
EOM		$C_{theo} \approx 21,8$ pF

Tabelle A.3. – Schwingkreis 3: Verwendete Bauteile und deren Eigenschaften

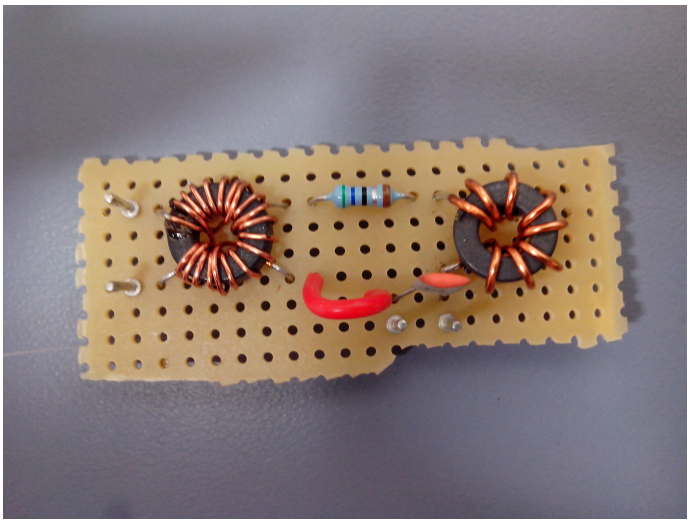

Abbildung A.3. – Schwingkreis 3

A.1.2. Spannungs– und Frequenzabhängigkeit der Seitenbänder

Dieser Teil des Anhangs stellt die Spannungs– und Frequenzabhängigkeit der verschiedenen Schwingkreise dar.

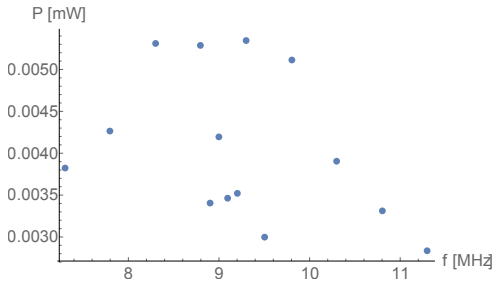

Abbildung A.4. – Leistung unter Träger gegen Frequenz für den Schwingkreis mit 50 Ω Impedanzanpassung

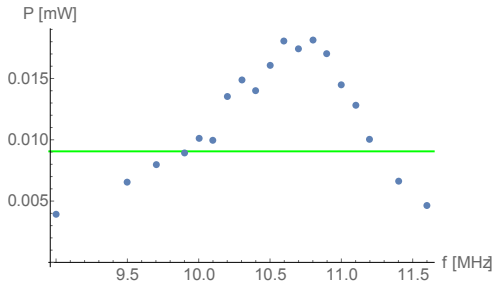

Abbildung A.5. – Leistung unter Träger gegen Frequenz für den Schwingkreis mit 4:1 Impedanzanpassung

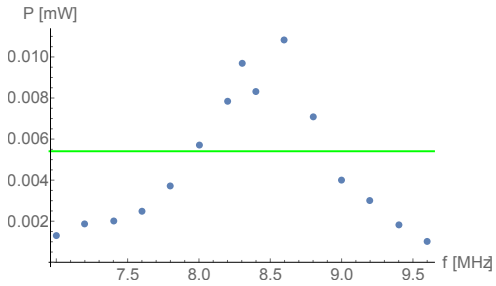

Abbildung A.6. – Leistung unter Träger gegen Frequenz für den Schwingkreis mit 9:1 Impedanzanpassung

A.1.3. Spektren der verschiedenen Schwingkreise

Hier werden exemplarische einige Spektren für die verschiedenen Schwingkreise gezeigt. Zuerst die Spektren des Schwingkreis mit der 50 Ω Anpassung. Anschließend die Spektren des 4:1 Impedanztransformators und zum Schluss die des 9:1 Impedanztransformator.

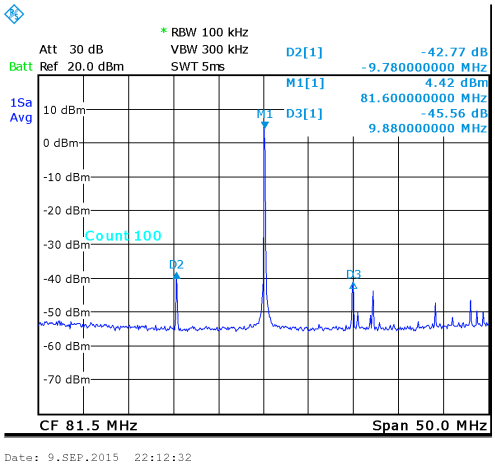

Abbildung A.7. – Spektrum
$U_{ext} = 2$ V

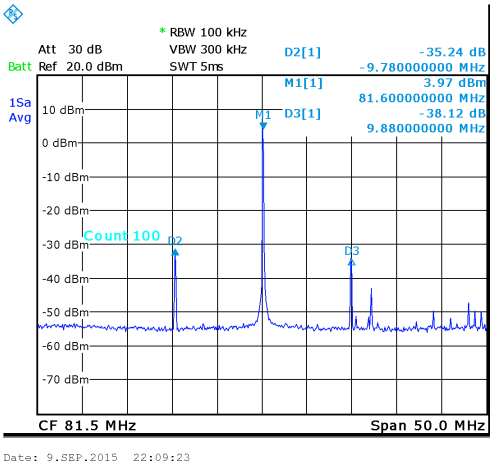

Abbildung A.8. – Spektrum
$U_{ext} = 5$ V

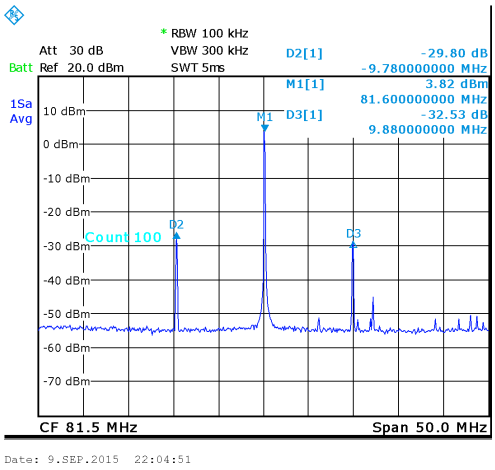

Abbildung A.9. – Spektrum
$U_{ext} = 10$ V

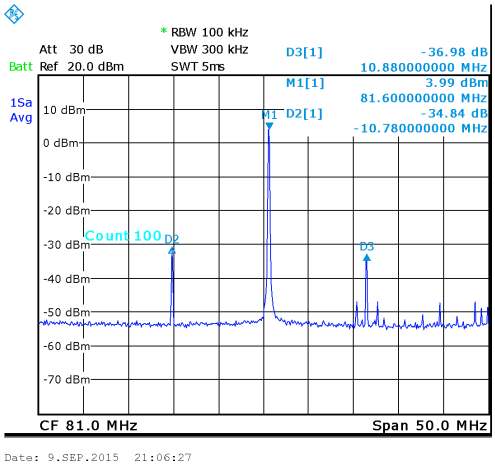

Abbildung A.10. – Spektrum $U_{ext} = 2$ V

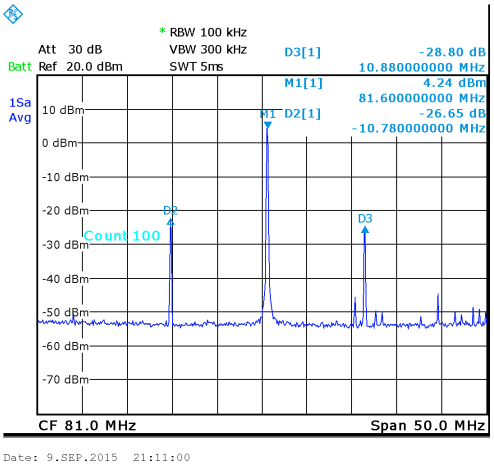

Abbildung A.11. – Spektrum $U_{ext} = 5$ V

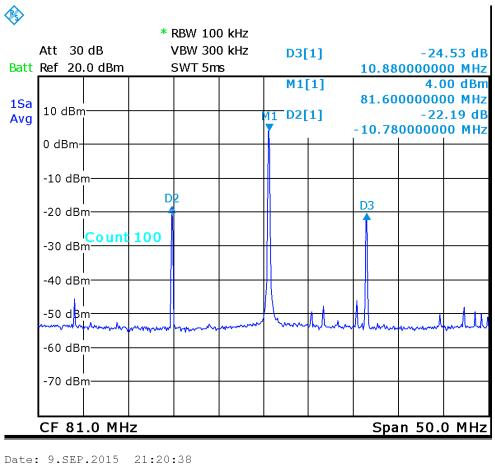

Abbildung A.12. – Spektrum $U_{ext} = 10$ V

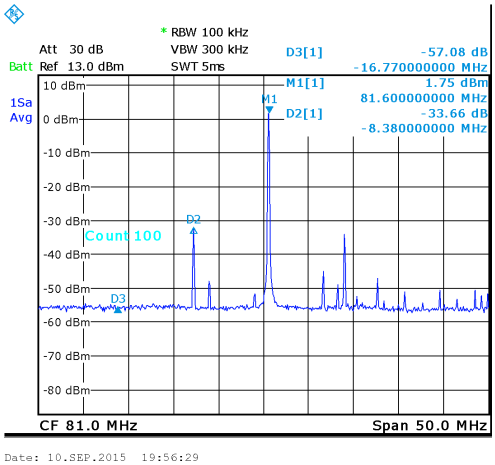

Abbildung A.13. – Spektrum $U_{ext} = 2$ V

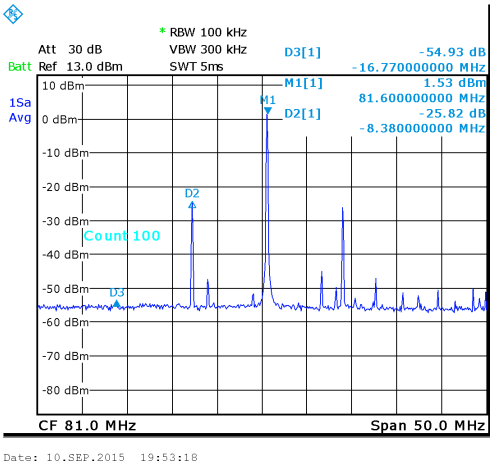

Abbildung A.14. – Spektrum $U_{ext} = 5$ V

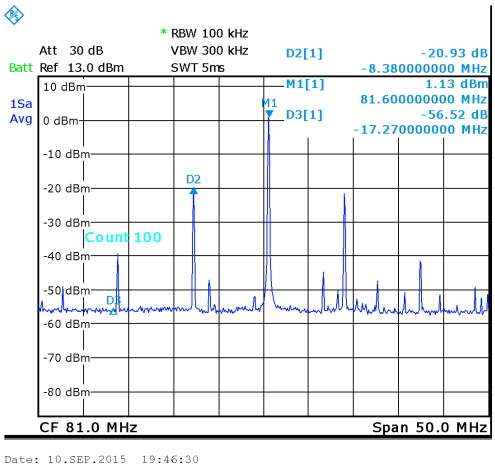

Abbildung A.15. – Spektrum $U_{ext} = 10$ V

A.1.4. Anmerkungen zum Eigenbau–EOM

An dieser Stelle befinden sich die Screenshots des VNA zum Resonanzverhalten des Eigenbau–EOM.
Hier sind die zusätzlich auftretenden Störresonanzen abgebildet.
Bilder der selbst gebauten Halterungen.

A.1.5. Datenblätter

A.1.6. Wicklung der Anpassung

In Abbildung A.26 sind zwei Transformatoren mit dem gleichen Windungszahlverhältnis aber unterschiedlichen Wickeltechniken zu sehen. Im linken Bild sind die Wicklungen an den gegenüberliegenden Seiten des Ringkerns angebracht. Ein Anschluss der Primär–Seite dient als Signaleingang, während der andere auf Masse gelegt wird. Bei der sekundären Wicklung dient dementsprechend ein Anschluss als Ausgang. Der letzte freie Anschluss kann jetzt entweder auf die gleiche Masse gelegt werden, wie der Anschluss der Primär–Seite, oder er wird nicht geerdet. Je nachdem erhält man einen UnUn oder UnBal.
In der rechten Abbildung wurden zwei Drähte vor dem Wickeln verdrillt und dann das Ende des einen Drahtes mit dem Anfang des Anderen verbunden. Dieser Art der Windung heißt „bifilar“. Die Verbindungsstelle stellt eine Anzapfung dar. Zwischen Anzapfung und Masse liegen damit die Hälfte der Windungen, wie zwischen Signaleingang und Masse (vgl. 2.11). In diesem Aufbau liegen primäre und sekundäre Wicklung bedingt durch die Art der Wicklung auf Masse. Es handelt sich folglich um einen UnUn. Durch die bifilare Wicklung sind die Widerstandverhältnisse nicht mehr frei wählbar.

U_{ext} [V]	P [mW]
1.0	0.0000143219
1.5	0.0000297852
2.0	0.0000528445
2.5	0.000088308
3.0	0.000126183
3.5	0.000157761
4.0	0.000189234
4.5	0.000250611
5.0	0.000299226
5.5	0.000366438
6.0	0.000398107
6.5	0.000458142
7.0	0.000487528
7.5	0.000603949
8.0	0.000731139
8.5	0.000794328
9.0	0.000899498
9.5	0.00094189
10.0	0.00104713

Tabelle A.4. – Spannungsverlauf des 50 Ω Schwingkreises

U_{ext} [V]	P [mW]
1.0	0.0000719449
1.5	0.000186209
2.0	0.000328095
2.5	0.000503501
3.0	0.00077983
3.5	0.00104472
4.0	0.00134896
4.5	0.00172982
5.0	0.00216272
5.5	0.00267301
6.0	0.00310456
6.5	0.00316957
7.0	0.00381066
7.5	0.00421697
8.0	0.00438531
8.5	0.00473151
9.0	0.00550808
9.5	0.00564937
10.0	0.00603949

Tabelle A.5. – Spannungsverlauf des Schwingkreises mit 4:1 Impedanztransformator

U_{ext} [V]	P [mW]
1.0	0.0000993116
1.5	0.000289068
2.0	0.000430527
2.5	0.000765597
3.0	0.00110662
3.5	0.00106905
4.0	0.00187068
4.5	0.00198609
5.0	0.00261818
5.5	0.00285102
6.0	0.00291743
6.5	0.00389045
7.0	0.00405509
7.5	0.00475335
8.0	0.00660693
8.5	0.00693426
9.0	0.0065013
9.5	0.00763836
10.0	0.00807235

Tabelle A.6. – Spannungsverlauf des Schwingkreises mit 9:1 Impedanztransformator für die Seitenbänder 1.Ordnung

U_{ext} [V]	P [mW]
1.	$1.3396766 \cdot 10^{-6}$
1.5	$1.713957 \cdot 10^{-6}$
2.	$1.9588446 \cdot 10^{-6}$
2.5	$2.157744 \cdot 10^{-6}$
3.	$2.31739465 \cdot 10^{-6}$
3.5	$2.0230191 \cdot 10^{-6}$
4.	$4.23642965 \cdot 10^{-6}$
4.5	$2.2646443 \cdot 10^{-6}$
5.	$3.21366053 \cdot 10^{-6}$
5.5	$4.5708812 \cdot 10^{-6}$
6.	$4.62381021 \cdot 10^{-6}$
6.5	$1.9952623 \cdot 10^{-9}$
7.	0.0000113501
7.5	0.0000135831
8.	0.0000135519
8.5	0.000025293
9.	0.0000414
9.5	0.0000398107
10.	0.0000794328

Tabelle A.7. – Spannungsverlauf des Schwingkreises mit 9:1 Impedanztransformator für die Seitenbänder 2.Ordnung

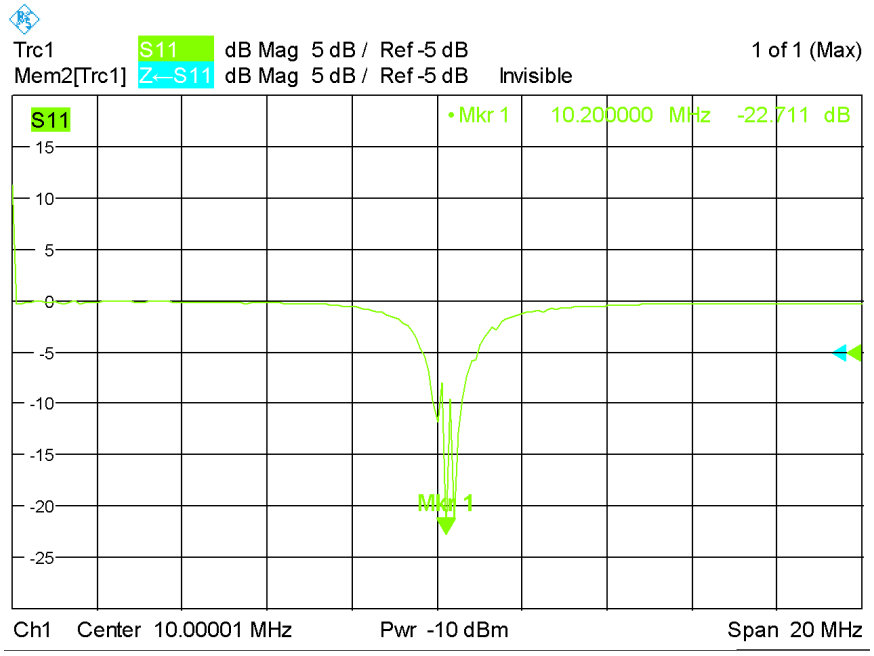

Abbildung A.16. – Resonanz des Schwingkreises mit EOM

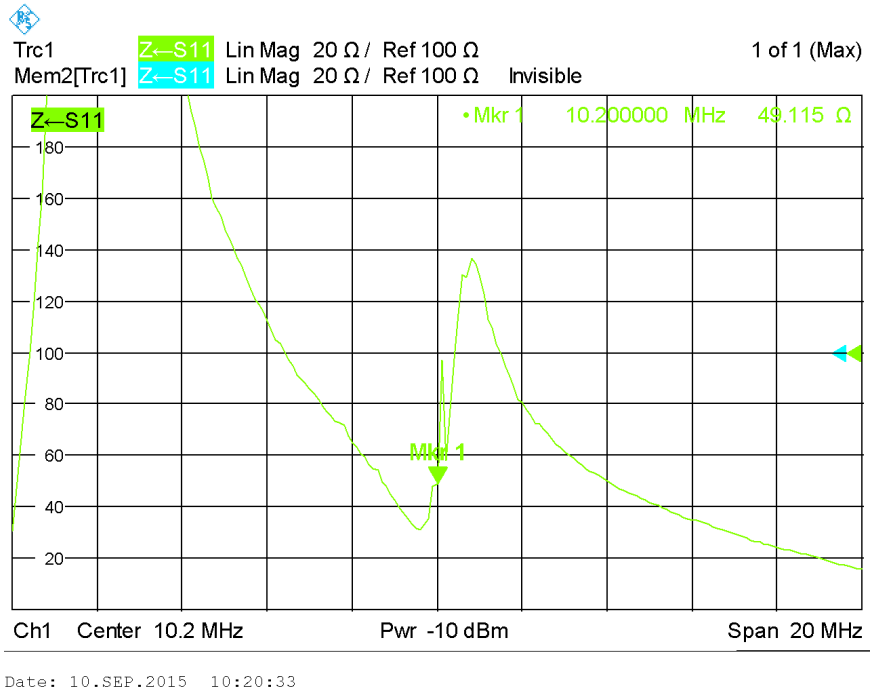

Abbildung A.17. – Impedanzverlauf des Schwingkreises mit EOM

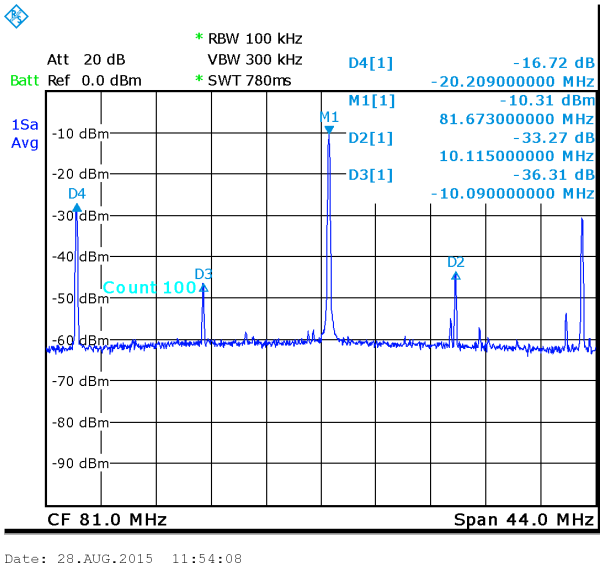

Abbildung A.18. – Beispiel einer „Störresonanz“ bei $f = 10.094$ MHz

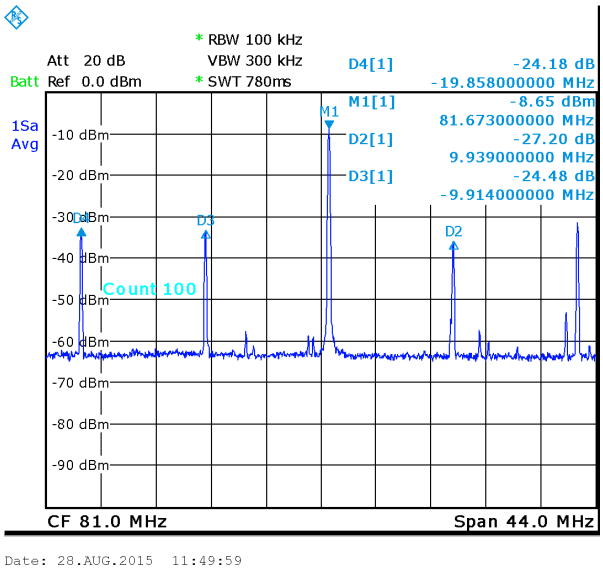

Abbildung A.19. – Beispiel einer „Störresonanz“ bei $f = 9.910$ MHz

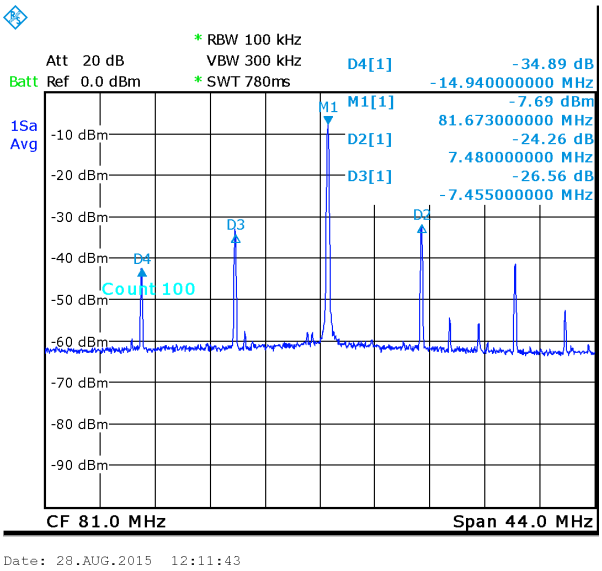

Abbildung A.20. – Beispiel einer „Störresonanz“ bei $f = 7.464$ MHz

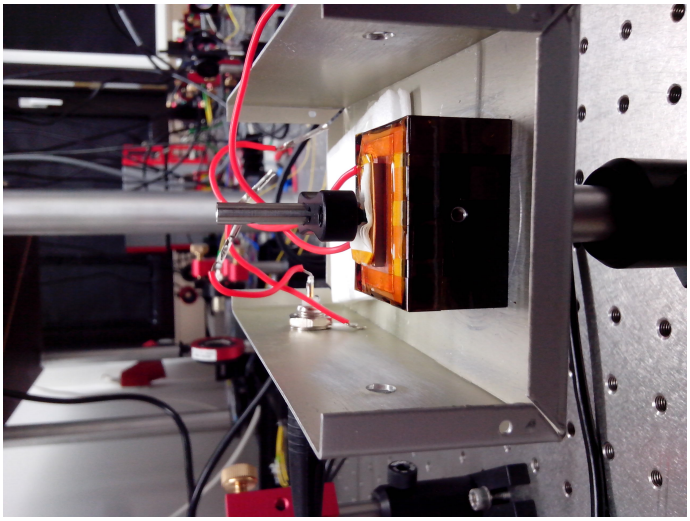

Abbildung A.21. – EOM–Halterung

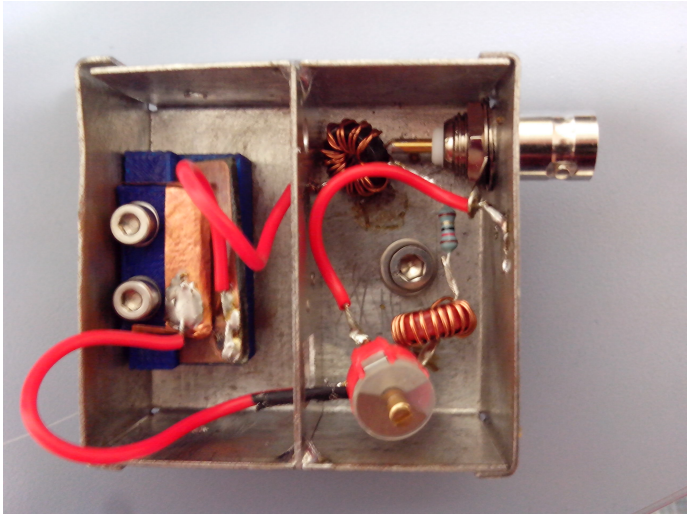

Abbildung A.22. – EOM–Halterung

Lithium Niobate Crystal Series ($LiNbO_3$, $MgO:LiNbO_3$)

LITHIUM NIOBATE CRYSTAL ($LiNbO_3$)

$LiNbO_3$ Crystal is widely used as frequency doublers for wavelength > 1 µm and optical parametric oscillators (OPOs) pumped at 1064 nm as well as quasi-phase-matched (QPM) devices. Due to its large Electro-Optic (E-O) and Acousto-Optic (A-O) coefficients, $LiNbO_3$ crystal is the most commonly used material for Pockel Cells, Q-switches and phase modulators, waveguide substrate, and surface acoustic wave (SAW) wafers, etc.

We provide high quality and large size $LiNbO_3$ crystals for laser frequency doublers, OPOs and quasi-phase-matched doublers, as well as waveguide substrate and SAW wafers. High quality $LiNbO_3$ components with aperture of (2 - 15) x (2 - 15) mm^2 and length up to 50 mm for frequency doublers and optical parametric oscillators (OPOs), 50x50x1 mm^3 or Dia. 3" x 1 mm $LiNbO_3$ substrate for waveguide optics, and Dia. 3" SAW wafers are available with high volume and at low price.

1. BASIC PROPERTIES

Crystal Structure	Trigonal, space group R3c
Cell Parameters	a = 0.515, c = 13.863, Z = 6
Melting Point	1255±5°C
Curie Point	1140±5°C
Mohs Hardness	5
Density	4.64 g/cm^3
Absorption Coefficient	~0.1%/cm @ 1064 nm
Solubility:	insoluble in H_2O
Relative Dielectric Constant	$\varepsilon^T_{11}/\varepsilon_0$: 85 $\varepsilon^T_{33}/\varepsilon_0$: 29.5
Thermal Expansion Coefficients (@ 25°C)	|| a, 2.0 x 10^{-6}/K || c, 2.2 x 10^{-6}/K
Thermal Conductivity	38 W /m /K @ 25°C

Germany and other countries: LASER COMPONENTS GmbH, Phone: +49 8142 2864 0, Fax: +49 8142 2864 11, info@lasercomponents.com
USA: LASER COMPONENTS USA, Inc., Phone: +1 603 821 7040, Fax: +1 603 821 7041, info@laser-components.com
Great Britain: LASER COMPONENTS (UK) Ltd., Phone: +44 1245 491 499, Fax: +44 1245 491 801, info@lasercomponents.co.uk

Abbildung A.23. – Datenblatt des EOM von Laser Components

T-94-0	0.942	0.560	0.312	6.000	0.385	2.310	10.600
T-106-0	1.060	0.570	0.437	6.500	0.690	4.485	19.000
T-130-0	1.300	0.780	0.437	8.290	0.730	6.052	15.000

Note: Due to the nature of the '0' material, the inductance resulting from the use of the given **A_L** value may vary greatly depending upon the winding technique. This may cause discrepancy between calculated and measured inductance.

Material 1	**Permeability20**		**Freq. Range 0.5 MHz-5 MHz**			**Color-Blue**	
Core Number	**O.D. (inches)**	**I.D. (inches)**	**Hgt. (inches)**	**(cm)**	**A_e $(cm)^2$**	**V_e $(cm)^3$**	**A_L Value µh/100 turns**
T-12-1	0.125	0.062	0.050	0.740	0.010	0.007	48.000
T-16-1	0.160	0.078	0.060	0.950	0.016	0.015	44.000
T-20-1	0.200	0.088	0.070	1.150	0.025	0.029	52.000
T-25-1	0.255	0.120	0.096	1.500	0.042	0.063	70.000
T-30-1	0.307	0.151	0.128	1.830	0.065	0.119	85.000
T-37-1	0.375	0.205	0.128	2.320	0.070	0.162	80.000
T-44-1	0.440	0.229	0.159	2.670	0.107	0.286	105.000
T-50-1	0.500	0.303	0.190	3.030	0.121	0.367	100.000
T-68-1	0.690	0.370	0.190	4.240	0.196	0.831	115.000
T-80-1	0.795	0.495	0.250	5.150	0.242	1.246	115.000
T-94-1	0.942	0.560	0.312	6.000	0.385	2.310	160.000
T-106-1	1.060	0.570	0.437	6.500	0.690	4.485	325.000
T-130-1	1.300	0.780	0.437	8.290	0.730	6.052	200.000
T-157-1	1.570	0.950	0.570	10.050	1.140	11.457	320.000
T-184-1	1.840	0.950	0.710	11.120	2.040	22.685	500.000
T-200-1	2.000	1.250	0.550	12.970	1.330	17.250	250.000

Note: Most Cores can be very useful well below the lower frequency limit shown above.

Material 2	**Permeability 10**		**Freq. Range 2 MHz-30 MHz**			**Color-Red**	
Core Number	**O.D. (inches)**	**I.D. (inches)**	**Hgt. (inches)**	**(cm)**	**A_e $(cm)^2$**	**V_e $(cm)^3$**	**A_L Value µh/100 turns**
T-12-2	0.125	0.062	0.050	0.740	0.010	0.007	20.000
T-16-2	0.160	0.078	0.060	0.950	0.016	0.015	22.000
T-20-2	0.200	0.088	0.070	1.150	0.025	0.029	25.000
T-25-2	0.255	0.120	0.096	1.500	0.042	0.063	34.000
T-30-2	0.307	0.151	0.128	1.830	0.065	0.119	43.000
T-37-2	0.375	0.205	0.128	2.320	0.070	0.162	40.000
T-44-2	0.440	0.229	0.159	2.670	0.107	0.286	52.000
T-50-2	0.500	0.303	0.190	3.030	0.121	0.367	49.000
T-68-2	0.690	0.370	0.190	4.240	0.196	0.831	57.000

Abbildung A.24. – Datenblatt des Eisenpulver–Ringkerns

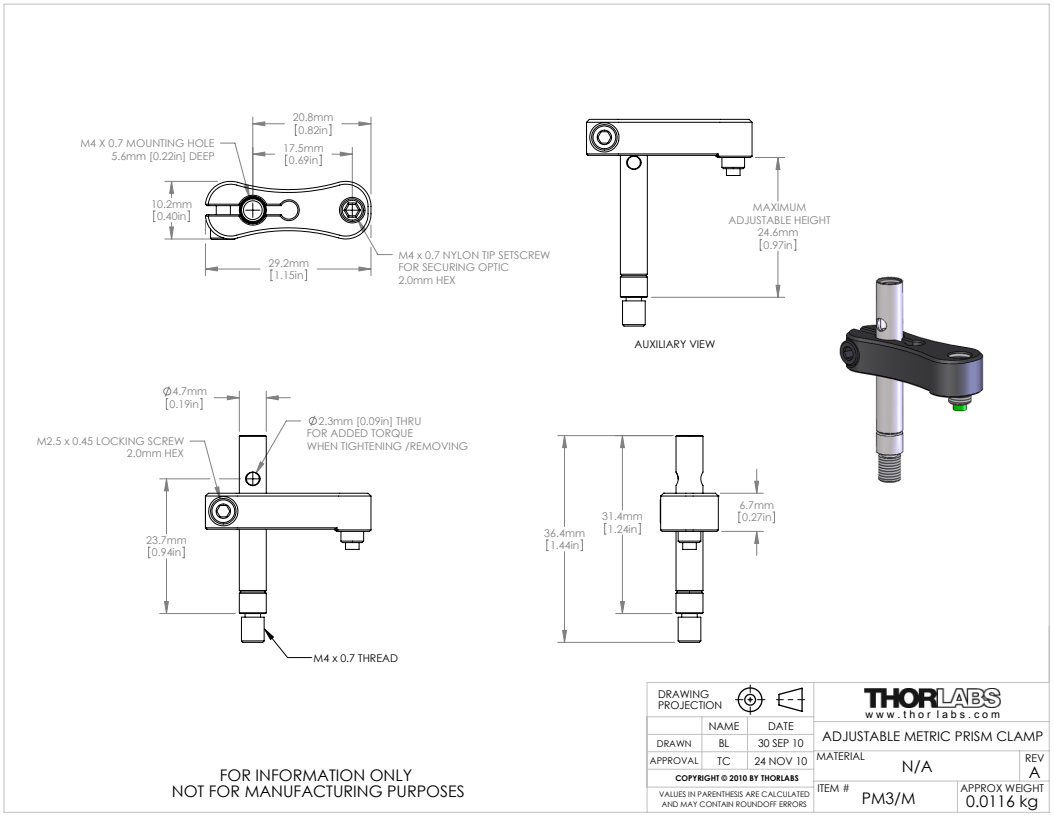

Abbildung A.25. – Clamping Arm von Thorlabs

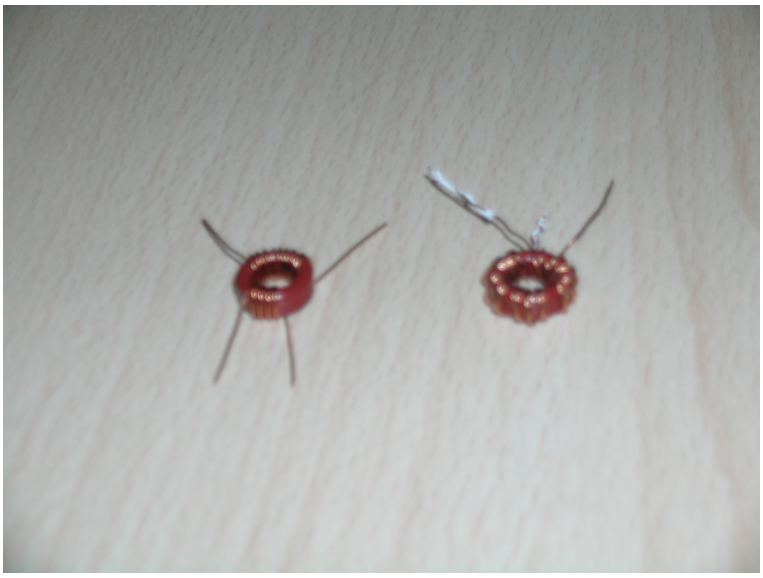

Abbildung A.26. – Verschiedene gewickelte Impedanztransformatoren

B. Literaturverzeichnis

Literaturverzeichnis

[1] T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," Nature. 187, 4736, 1960, p. 493–494

[2] D. Meschede "Optik, Licht und Laser," Vieweg + Teubner (2008), p.140

[3] G. Fowles, "Introduction to Modern Optics," Dover, 2nd Edition

[4] F. Zernike, J. Midwinter "Applied Nonlinear Optics," Dover (1973)

[5] P. Scherz, S. Monk, "Practical Electronics For Inventors," McGraw Hill Education, 3rd Edition

[6] D. Benda, "Elektronik ohne Ballast," Franzis Verlag

[7] F. Vilbig, "Lehrbuch der Hochfrequenztechnik – Band 1," Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler, 4. Auflage

[8] C. Bowick, "RF Circuit Design," Newnes, 2nd Edition

[9] J. M. Supplee, "Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy," Appl. Opt. 33, 6294-6302 (1994)

[10] S. Ramo, "Fields and Waves in Communication Electronics," John Wiley & Sons (1965)

[11] M. Abramowitz, "Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables," New York: Dover, p. 355

[12] B. Saleh, M. Teich "Grundlagen der Photonik," Wiley-VCH, 2. Auflage

[13] G. Heinze, "Kohaerente magnetische Hochfrequenzanregungen eines seltenerddotierten Festkoerpers," Diplomarbeit, TU Kaiserslautern, 2008

[14] J. Erbe, "Aufbau und Optimierung eines elektrooptischen Modulators für Quantengasexperimente mit 87–Rb und 40–Ka" Bachelorarbeit, Universität Hamburg, 2011.

[15] K. Baumgaertl, "Impedanzangepasste Widerstandsmessungen bei Frequenzen im Gigahertz–Bereich," Bachelorarbeit, TU München, 2013.

[16] He. Lindner, Ha. Lindner, H. Brauer, C. Lehmann "Elektrotechnik – Elektronik," VEB Fachbuchverlag Leipzig, 1988

[17] "RF- und Mikrowellen-Transformatoren , Teil 1," HF–Praxis, Zeitschrift

[18] J. Bryant, "Fabricating Impedance Transformers for Receiving Antennas," 2001

[19] M. Rüegger, "Rund um die Antenne, Praxisorientierte Antennenkunde für Funkamateure," 2007

Literaturverzeichnis

[20] A. von Obert, "So funktioniert ein Balun," http://www.techwriter.de/pdf/balun.pdf, 2003

[21] G. F. Mandel, "DL0WH Balun – Workshop," http://www.dl4zao.de/_downloads/Balun_dl4zao.pdf

[22] "S–Parameter Techniques for Faster, More Accurate Network Desgin," Hewlett & Packard, http://www.ieee.li/pdf/viewgraphs/s_parameter_techniques.pdf

[23] "The Electro-Optic Effect: Fundamentals of Electro-Optic Modulators," AZO Optics, http://www.azooptics.com/Article.aspx?ArticleID=442

[24] B. Carlson "COMMUNICATION SYSTEMS, An Introduction to Signals and Noise in Electrical Communication ," McGraw Hill Education, 4th Edition

[25] J. Podlech, "Externe Güte und HF–Einkopplung," Universität Frankfurt

[26] W. Frieß, "Eine unvollständige Sammlung technisch-physikalischer Tipps aus 60 Jahren Amateurfunk," https://cas.web.cern.ch/cas/Denmark-2010/Caspers/Praktische%20Tipps%20fur%20Funkamateuere%20for%20CAS2010.pdf, DARC, 2008

[27] G. Schindler "Magnetische Bauteile und Baugruppen ," http://www.attempo.com/Daten/Skineffekt.pdf

C. Danksagung

Ich möchte mich herzlich bei der gesamten Arbeitsgruppe von Herrn Prof. Dr. Windpassinger bedanken für deren Hilfsbereitschaft und Einsatz bedanken.
Insbesondere danke ich meiner Freundin, die es mir überhaupt erst ermöglicht hat die Bachelorarbeit schreiben zu können, dass sie mich immer unterstützt hat und immer aufmerksam zuhörte, wenn ich eines meiner vielen Probleme schilderte. Ich danke ihr dafür, dass sie sich fast die ganze Bachelorarbeit über alleine um unsere kleine Tochter gekümmert hat ohne sich ein einziges Mal zu beschweren.
Weiterhin möchte ich meinen Eltern und Geschwistern, die mir jederzeit ihre Hilfe und Unterstützung Angeboten haben und immer ein offenes Ohr für meine Sorgen und Probleme hatten.
Schlussendlich möchte ich auch meinen Freunden danken, die mir immer wieder Motivation und Mut gespendet haben, wenn ich mir meiner Sache überhaupt nicht mehr sicher war.
Euch allen möchte ich danken, da ich es ohne euch und euren Rückhalt mit Sicherheit nicht geschafft hätte.