Fortgeschrittenenpraktikum WS 1996/97
Protokoll zum Versuch „Radar“

Kay Römer Frank Pilhofer

24. Februar 1997

Zusammenfassung

Mittels Radar wird die Geschwindigkeit eines bewegten Objektes gemessen.

1 Grundlagen

Die hier zur Geschwindigkeitsmessung verwendete Methode läßt sich folgendermaßen umreißen: Eine elektomagnetische Welle geeigneter Frequenz wird „halbiert“. Die eine Hälfte wird auf das bewegte Objekt gelenkt, daran reflektiert und mit der anderen Hälfte zur Interferenz gebracht.

Durch die Bewegung des Objektes tritt eine zeitlich veränderliche Phasenverschiebung zwischen den beiden zur Interferenz gebrachten Wellen auf, die zu wechselnder konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz führt, d.h. die Amplitude der resultierenden Welle hat periodisch Minima und Maxima.

Wenn man weiß, welchen Weg s_x das Objekt zurücklegen muß, um von einem Amplitudenminimum zum nächsten zu gelangen, kann man aus der Zeit t_x zwischen zwei Amplitudenminima die Geschwindigkeit $v_x = \frac{s_x}{t_x}$ berechnen.

Zur Verwendung kommen hier von einem *Klystron* erzeugte Mikrowellen, zu deren Transport *Hohlleiter* verwendet werden. Das „halbieren“ und zusammenführen der Wellen übernimmt eine spezielle Hohlleiterverzweigung namens *Magic T*. Die nächsten Abschnitte sind diesen drei Bauteilen gewidmet, danach wird genauer auf den Versuchsaufbau und die Meßmethode eingegangen.

1.1 Reflexklystron

Zum Erzeugen der Mikrowellen wird ein *Klystron* verwendet, das elektromagnetische Wellen einer bestimmten Frequenz erzeugt. Abbildung 1 zeigt das Prinzipschaltbild eines Reflexklystrons. Das Hauptelement ist der zylinderförmige Hohlraumresonator, der an seiner Resonanzfrequenz erregt wird.

Im Versuch „Vierpolketten“ haben wir bereits einen Hohlraumresonator in Zylinderform untersucht. An der Resonanzfrequenz der $E_{0,1}$-Welle bildet sich im Resonator ein elektromagnetisches Wechselfeld, dessen elektrische Feldstärke in axialer Richtung konstant ist, wobei das magnetische Feld in axialer Richtung aber verschwindet.

Beim Klystron ist am Rand des Resonators eine Drahtschleife eingelassen, die eine senkrecht auf der Wand stehende Fläche umschließt. Um das zeitlich

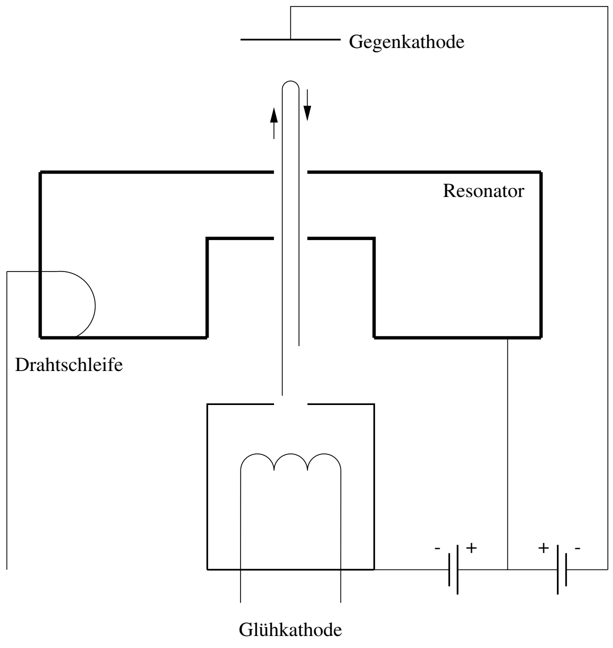

Abbildung 1: Schaltbild eines Klystrons

veränderliche elektrische Feld wird sich nach der zweiten Maxwell'schen Gleichung ein ebenfalls zeitlich veränderliches Wirbelfeld ausbilden. In der Drahtschleife wird eine Wechselspannung von genau der Resonanzfrequenz induziert. Die so entnommene Spannung wird über eine kurze Koaxialleitung zur weiteren Verwendung nach außen abgeführt.

Da die Resonanzfrequenz von der Geometrie des Resonators abhängt, kann ein Klystron nur Wechselspannungen von genau dieser Frequenz produzieren. Bei manchen Geräten ist der Resonator aber innerhalb gewisser Grenzen verformbar und kann so genau auf die gewünschte Frequenz geeicht werden. Die Resonanzfrequenz ist interessanterweise nicht von der Länge des Zylinders, sondern nur von dessen Durchmesser abhängig: bei der $E_{0,1,0}$-Resonanz gilt $\lambda = 1.31D$.

Beim Klystron wird die Resonanz mit einem Elektronenstrahl angeregt, zu diesem Zweck sind in die Ober- und Unterseite des Resonators Löcher eingelassen. Unterhalb des Resonators befindet sich eine Glühkathode, die mittels einer Beschleunigungsspannung in Richtung des Resonators beschleunigt werden. Auf der anderen Seite des Zylinders befindet sich eine Gegenkathode, die den Elektronenstrahl abbremst und refletiert: die Elektronen durchlaufen den Resonator ein zweites mal.

Beim ersten Durchlauf werden die Elektronen bereits durch das elektrische Feld im Resonator beeinflußt. Je nach zeitlichem Zustand des Feldes werden sie beschleunigt oder abgebremst, sie erfahren also eine *Geschwindigkeitsmodulation*. Jenseits des Resonators werden die Elektronen im Feld der Gegenkathode abgebremst und reflektiert, doch je nach Austrittsgeschwindigkeit dringen die Elektronen mehr oder weniger tief in das Kathodenfeld ein, und es vergeht mehr oder weniger Zeit, bis die Elektronen den Rückweg durch den Resonator antreten.

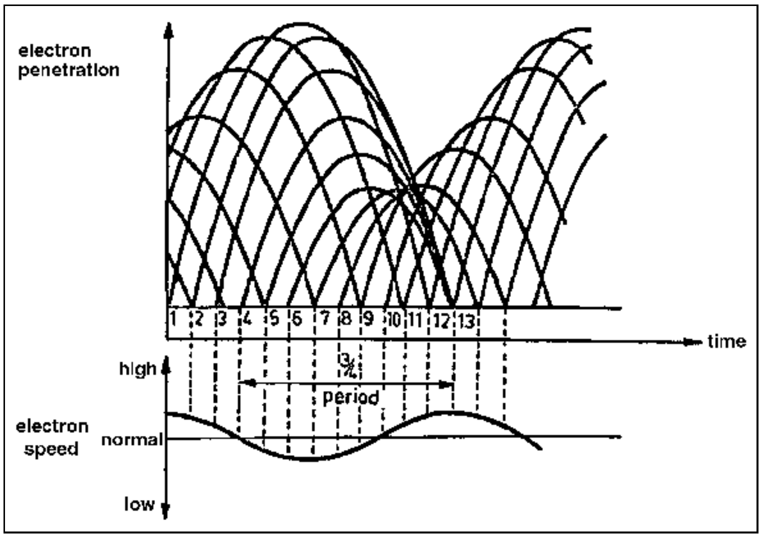

Abbildung 2: Dichtemodulation im Feld der Gegenkathode

Das Geheimnis des Klystrons besteht darin, die Spannung an der Gegenkathode so zu wählen, daß sich die reflektierten Elektronen zeitlich sammeln und als Pakete zum richtigen Zeitpunkt in den Resonator eintreten, damit sie nun im Gegenzug das elektrische Feld verstärken können. Mittels der Gegenkathode wird die Geschwindigkeitsmodulation in eine *Dichtemodulation* umgewandelt, so daß entsprechend „mehr“ Elektronen zur Feldverstärkung beitragen als umgekehrt.

Damit die Elektronen nicht zuviel Zeit im Resonator verbringen und jenseits einer Feldumkehr ihren Energiebeitrag gleich wieder entnehmen, ist der von dem Elektronenstrahl durchflossene Teil des Resonators recht dünn gehalten.

Abbildung 2 zeigt eine grafische Darstellung dieses Zusammenhangs. Jede der parabelförmigen Linien der oberen Grafik zeigt die Eindringtiefe eines Elektrons ins Feld der Gegenkathode, die untere Grafik zeigt den Zustand des Feldes im Resonators bzw. die davon abgeleitete Geschwindigkeit der Elektronen, die um einen Mittelwert pendelt.

Man kann ablesen, daß die Dichtemodulation für die Elektronen 2 bis 6 perfekt funktioniert: sie kommen alle zum gleichen Zeitpunkt aus dem Ablenkfeld zurück. Sie betreten den Resonator genau zu dem Zeitpunkt maximaler elektrischer Feldstärke und geben dem Wechselfeld einen Impuls in die „richtige Richtung“. Zwar fallen zu allen Zeitpunkten Elektronen in den Resonator zurück, aber es wirken nur recht wenig Elektronen dem Feld entgegen; die Differenz reicht, um die Amplitude der Resonanz zu verstärken. Schließlich sind es Ohm'sche Verluste von Wirbelströmen im Rand des Resonators, die die maximale Feldstärke begrenzen.

Offensichtlich ist die Betriebsfähigkeit des Klystrons von der geeigneten Verweildauer der Elektronen im Feld der Gegenkathode abhängig. Diese kann aber durch die Wahl der Spannung der Gegenkathode verändert werden. In Grafik 2 beträgt die mittlere Verweildauer $\frac{3}{4}$ Perioden – genausogut könnten die Elektronen sich aber eine Periode mehr Zeit lassen. Es gibt also mehrere mögliche Betriebsbereiche des Klystrons. Eine niedrigere Spannung an der Gegenkathode bedeutet aber auch, daß die Elektronen tiefer in das Feld eindringen. Ist die Spannung zu gering, so kann es passieren, daß die Elektronen tatsächlich die Kathode erreichen und nicht mehr reflektiert werden.

Andererseits kann die Spannung aber auch so ungünstig gewählt werden, daß die reflektierten Elektronen mehrheitlich dem Feld entgegenwirken; in dem Fall ist auch kein Betrieb möglich.

Die Spannungsbereiche, in denen im Resonator Resonanz stattfindet, werden die „Moden“ des Klystrons genannt. Bei dem hier verwendeten Gerät konnten 5 Moden bei 150V, 98V, 60V, 30V und 15V beobachtet werden.

Ein kleines Problem ist noch das „Einschalten“ der Resonanz. Bislang sind wir immer von einem bereits aufgebauten Feld ausgegangen. Ist das Feld aber nicht vorhanden, so findet auch keine Geschwindigkeitsmodulation des Elektronenstrahles statt: nach der Reflexion treten die Elektronen zeitlich homogen den Rückweg an und erzeugen auch somit auch kein Wechselfeld.

Zu unserem Glück ist aber der Elektronenstrahl nicht absolut homogen, sondern er ist aufgrund externer Einflüsse leicht verrauscht. So werden an der Glühkathode trotz gleicher Beschleunigungsspannung manche schnelle und manche langsame Elektronen produziert. In gewissen winzigen Grenzen ist der ursprüngliche Elektronenstrahl daher schon Geschwindigkeitsmoduliert. Im Rauschen sind alle Freqzenzen gleichermaßen vorhanden, auch die gewünschte Resonanzfrequenz. Werden einmal – zufällig – Elektronen auf die gewünschte Weise Geschwindigkeitsmoduliert emittiert, so reicht das aus um im Resonator eine winzige Resonanz zu erzeugen. Ist die Starthilfe erst einmal geleistet, läuft die weitere Verstärkung wie oben erklärt von selbst.

1.2 Hohlleiter

Bei Verwendung herkömmlicher Doppel- oder Koaxialleitungen zur Energieübertragung nehmen die Verluste durch Abstrahlung mit steigender Frequenz zu. Im Bereich der Zentimeterwellen ist die Verlustleistung größer als die zum Verbraucher transportierte Nutzleistung.

Man geht daher bei Wellenlängen im Zentimeterbereich zur Verwendung von *Hohlleitern* über. Die Idee dabei ist, daß die Energie durch eine elektromagnetische Welle im freien Raum übertragen wird, deren Ausbreitung jedoch auf das Innere eines speziell geformten elektrisch leitenden Rohres (i.e. Hohlleiter) beschränkt ist. Dadurch wird die Verlustleistung durch ungewollte Abstrahlung minimiert und ein zielgerichteter Energietransport von Erzeuger zu Verbraucher ermöglicht.

1.2.1 Energietransport im Hohlleiter

Die Frage ist nun, ob eine solche Energieübertragung im Inneren eines Hohlleiters überhaupt möglich ist. Dazu denkt man sich einen Sender, der in einem Hohlleiter eine elektromagnetische Welle anregt, die unter einem gewissen Winkel β auf eine Wand des Hohlleiters auftrifft und dort unter Phasenumkehrung reflektiert wird.

Vor der Wand kommt es also zur Interferenz der einlaufenden mit der reflektierten Welle. Da letztere bedingt durch die Reflektion entgegengesetztes Vorzeichen zur einlaufenden Welle hat, wird es in der Regel zur vollständigen

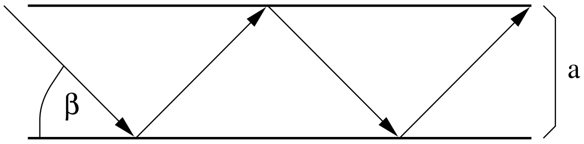

Abbildung 3: schematische Ausbreitung einer ebenen Welle im Rechteckhohlleiter

Auslöschung der beiden Wellen kommen, so daß Energietransport unmöglich wird.

Wählt man jedoch die Frequenz des Senders so hoch, daß die Schwinungsdauer nicht mehr gegenüber der Laufzeit der Welle vernachlässigt werden kann und somit eine Phasenverschiebung zwischen einlaufender und reflektierter Welle herrscht, so kann es zu konstruktiver Interferenz und damit zum Energietransport kommen.

Hohlleiter transportieren also erst oberhalb einer bestimmten Frequenz Energie. Da konstruktive Interferenz auch nach mehrmaligem Phasenwechsel eintritt, wird es mehrere (schmale) Frequenzbänder oberhalb einer Grenzfrequenz geben, in denen ein Hohlleiter Energie transportiert.

1.2.2 Rechteckhohlleiter

Der gebräuchliche Rechteckhohlleiter ist eine metallisches Rohr mit rechteckigem Querschnitt. Die Länge der längeren der beiden Rechteckseiten wird mit a, die der kürzeren mit b bezeichnet.

Zur Untersuchung der Interferenzfelder im Hohlleiter wird die Bezeichnung H_{mn} bzw. E_{mn} Welle für die elektrischen und magnetischen Komponenten der elektromagnetischen Welle verwendet. Der Index m bezeichnet die Zahl der zwischen den Seitenwänden des Hohlleiters auftretenden Interferenzmaxima bzw. –minima, n deren Zahl zwischen den anderen beiden Wänden.

Ausbreitung der H_{10} Welle

Die Entstehung des einfachsten Wellentyps im Hohlleiter, der H_{10} Welle, kann man sich folgendermaßen vorstellen: Eine ebene Welle verläuft parallel zur Bodenwand des Hohlleiters (daher keine Reflektion und Interferenz bleibt aus) und trifft unter einem Winkel β auf die Seitenwände, wird dort reflektiert und kommt mit sich selbst zur Interferenz, wobei zwischen den Seitenwänden nur ein Interferenzmaximum bzw. –minimum liegt.

Abbildung 3 zeigt schematisch die zick-zack-förmige Ausbreitung einer solchen ebenen Welle mit Wellenlänge λ in einem Hohlleiter der Breite a. In Abbildung 4 ist die Interferenz der Welle mit sich selbst und die daraus resultierende H_{10} Welle gezeigt. Mittels elementarer Rechnung erhält man für die Wellenlänge λ_0 der H_{10} Welle folgende Beziehungen:

$$\lambda_0 = \frac{\lambda}{\cos\beta} \tag{1}$$

$$\lambda_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{4a^2}}} \tag{2}$$

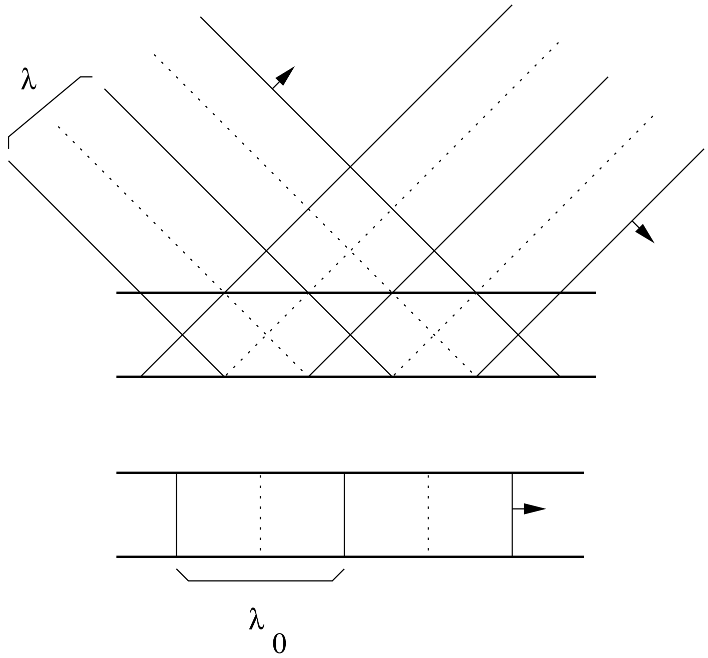

Abbildung 4: Interferenz an der Wand und resultierende H_{10} Welle

Aus Gleichung 2 folgt, daß $\lambda > 2a$ sein muß, damit λ_0 positive reelle Werte annimmt. Für den Grenzfall $\lambda = 2a$ wäre nach Gleichung 1 $\beta = 90°$, d.h. die Welle würde senkrecht zur Hohlleiterwand einfallen und ständig hin und her pendeln.

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß es nur dann zum Energietransport im Rechteckhohlleiter kommt, falls $\lambda > 2a$ gilt. Die Grenzfrequenz λ_g für die H_{10} Welle ist also $2a$.

Allgemeiner kann man für die Grenzwellenlängen der H_{mn} Wellen ableiten:

$$\lambda_g = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n}{2b}\right)^2}} \tag{3}$$

Da $a \geq b$ vorausgesetzt wurde, folgt aus Gleichung 3, daß die Grenzwellenlänge für die H_{10} Welle echt größer als die Grenzwellenlänge für jede andere H_{mn} Welle ist. Es gibt also einen Wellenlängenbereich, in dem im Hohlleiter *ausschließlich* die H_{10} Welle transportiert wird. Obwohl also beim Aufreffen der H_{10} Wellen auf Hindernisse höhere Wellentypen entstehen, können diese sich nicht ausbreiten.

Aufgrund dieser Tatsache kann der Energietransport in Hohlleitern ähnlich der Leitungstheorie der NF-Technik formalisiert werden, indem man zunächst den (komplexen) Reflektionsfaktor r als Quotient aus $\vec{E}$ Feld der hin– und rücklaufenden Welle und damit dann den zugehörigen Widerstand als $\frac{1+r}{1-r}$ definiert. Insbesondere läßt sich damit die 2N-Pol Theorie auf HF-Netzwerke übertragen.

Um die Vorgänge im Hohlleiter mittels dieser Theorie erfassen zu können, dimensioniert man Hohlleiter in der Praxis natürlich dann auch so, daß die

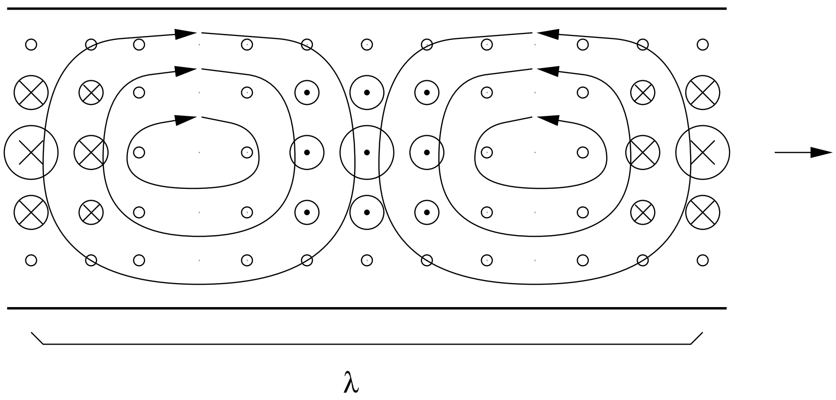

Abbildung 5: Feldverteilung der H_{10} Welle im Rechteckhohlleiter

Frequenz der zu übertragenden Wellen genau in den Bereich fällt, in dem nur die H_{10} Welle transportiert wird.

Feldverlauf im Rechteckhohlleiter

Um den Feldverlauf im Inneren eines Rechteckhohlleiters zu ermitteln, müßte man normalerweise die Maxwellgleichungen unter entsprecheden Randbedingungen lösen. Man kann sich jedoch durch folgende einfache Überlegungen eine Vorstellung vom Verlauf machen:

1. $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$, d.h. $\vec{E}$ und $\vec{B}$ Feld stehen senkrecht zueinander.
2. Für jede Wand des Hohlleiters muß auf der Wandoberfläche $\vec{n} \cdot \vec{B} = 0$ und $\vec{n} \times \vec{E} = 0$ gelten, wenn $\vec{n}$ die Wandnormale ist.
3. Damit es zu einer laufenden Welle und damit zum Energietransport kommt, müssen $\vec{E}$ und $\vec{B}$ Feld phasenverschoben sein.
4. Die Richtung des $\vec{B}$ Feldes ist durch Richtung des Energietransports (Richtung des Poyntingvektors $\vec{S}$) und Richtung des $\vec{E}$ Feldes durch $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B}$ gegeben.

Abbildung 5 vermittelt einen Eindruck von der Feldverteilung, die aus diesen Randbedingungen resultiert (geschlossene Linien sind $\vec{B}$ Feld, der Rest $\vec{E}$ Feld).

1.3 Magic T

Das *Magic-T* ist eine wie in Abbildung 6 dargestellte 4-fach Hohlleiterverzweigung mit den folgenden drei Eigenschaften:

1. die beiden Hauptarme (E, H) sind angepaßt
2. die beiden Hauptarme sind voneinander entkoppelt
3. in einen Hauptarm eingespeiste Energie verteilt sich je zur Hälfte auf die beiden Seitenarme (R, L)

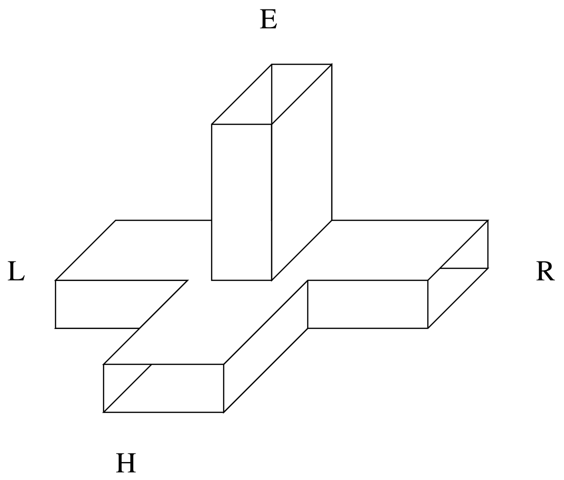

Abbildung 6: Magic T

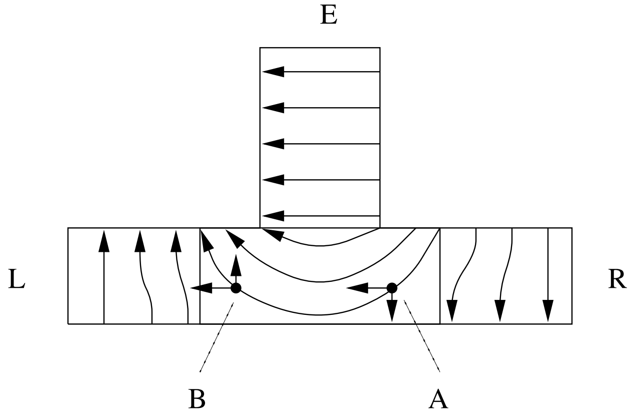

Abbildung 7: Elektrisches Feld im Magic T bei Anregung von E

Eigenschaft (1) bedeutet, daß eine in einen Hauptarm des Magic T hineinlaufende Welle nicht reflektiert wird. Man erreicht das, indem man zunächst beide Nebenarme und einen der Hauptarme mit dem zugehörigen Wellenwiderstand reflexionsfrei abschließt und dann im Inneren des Magic T eingebaute Stifte und Blenden (die in Abbildung 6 nicht zu sehen sind) so justiert, daß der noch offene Hauptarm nicht reflektiert.

Eigenschaft (2) bedeutet, daß eine in einen Hauptarm des Magic T hineinlaufende Welle sich nicht in den gegenüberliegenden Arm ausbreiten kann. Man betrachte dazu den in Abbildung 7 gezeigten Fall, bei dem in den E Arm eine Welle hineinläuft. Die Abbildung zeigt den Verlauf des elektrischen Feldes, wobei der H Arm aus der Bildebene herausragt.

Zur Untersuchung des resultierenden $\vec{E}$ Feldes im H Arm betrachte man zwei symmetrisch zur Verzweigung auf einer Feldlinie gelegene Punke A und B. Das elektrische Feld im Punkt A hat eine nach unten gerichtete Komponente a_v und eine nach links gerichtete Komponente a_h. Das elektrische Feld im Punkt B hat eine nach oben gerichtete Komponente b_v vom gleichen Betrag wie a_v und eine nach links gerichtete Komponente b_h. a_v und b_v heben sich auf und a_h und b_h addieren sich zu einem horizontalen Feld. Die daraus resultierende, um 90 Grad zur Polarisierung des H Arms gedrehte Welle kann sich nicht ausbreiten.

Aufgrund des Reziprokitätsgesetzes[1] folgt, daß auch bei Einleitung der Welle in den H Arm E wellenfrei bleibt.

Da wegen Eigenschaft (1) keine Welle reflektiert wird, muß sich die in einen Hauptarm eingeführte Energie auf die beiden Nebenarme verteilen; aus Symmetriegründen teilt sich die Energie gleichmäßig auf beide Arme auf. Das ist gerade Eigenschaft (3).

Wegen des Reziprokitätsgesetzes und der Gültigkeit der Eigenschaften (1) bis (3) für die beiden Hauptarme kann man aber zeigen, daß (1) bis (3) auch für die beiden Nebenarme gelten. D.h. des Magic T hat vier gleichberechtigte Arme, für die gilt:

1. alle Arme sind angepaßt
2. gegenüberliegende Arme sind voneinander entkoppelt
3. in einen Arm eingespeiste Energie verteilt sich je zur Hälfte auf die beiden zugehörigen Seitenarme

1.4 Meßaufbau

Abbildung 8 zeigt den zur Geschwindigkeitsmessung mittels Radar verwendeten Versuchsaufbau. Die vom Klystron abgestrahlte Mikrowelle gelangt über den Ferritisolator (in Durchlaßrichtung) in den H Arm des Magic T, wobei die Energie der einfallenden Welle je zur Hälfte in den L bzw. den R Arm gelangt.

Die eine Hälfte wird über die mit dem L Arm verbundene Horn Antenne abgestrahlt, vom Meßobjekt reflektiert und gelangt zurück über die Hornantenne in den L Arm. Die eine Hälfte der Energie der reflektierten Welle gelangt in den H Arm, wo sie aber vom Ferritisolator geschluckt wird. Die andere Hälfte gelangt in den E Arm.

Die vom Klystron in den R Arm gelangte Welle wird am Stift zum Teil reflektiert, der Rest wird in der Senke in thermische Energie umgewandelt. Die reflektierte Welle gelangt über den R Arm zurück ins Magic T, wo die eine Hälfte in den H Arm gelangt und vom Ferritisolator geschluckt wird. Die andere Hälfte gelangt in den E Arm, wo sie mit der vom Meßobjekt reflektierten Welle interferiert. Die Amplitude der resultierenden Welle ist eine periodische Funktion des Abstandes des Meßobjektes.

In den E Arm ist in Richtung des elektrischen Feldes eine Halbleiterdiode eingebaut. Das elektrische Wechselfeld bewirkt eine Ladungsverschiebung in der Diode. Da die Didode in eine Richtung keinen Ladungsfluß zuläßt, baut sich über der Diode eine von der Amplitude der Interferenzwelle abhängige Spannung auf, die dem Oszillographen zugeführt wird.

Um von einem Amplitudenminimum zum nächsten zu gelangen, muß sich der Gangunterschied der am Meßobjekt reflektierten und der nicht reflektierten

[1] Da das Magic T als linearer 8 Pol betrachtet werden kann, gilt das Reziprokitätsgesetz, d.h. man kann eine Energiequelle und ein verlustloses Meßgerät vertauschen, ohne das sich die Anzeige des Meßgerätes ändert.

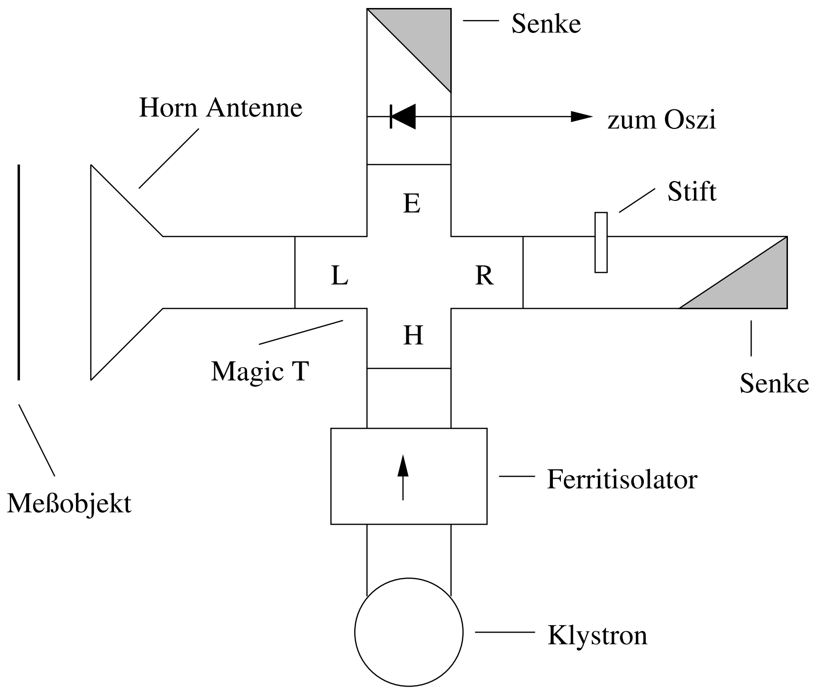

Abbildung 8: Versuchsaufbau zur Geschwindigkeitsmessung

Welle um λ ändern. Da die Welle den Weg vom Objekt zum Magic T zweimal durchläuft, bewirkt eine Verschiebung des Objektes um $\lambda/2$ gerade diesen Gangunterschied. Mittels der am Oszillographen ermittelten Zeit t zwischen zwei Amplitudenminima kann man also die Geschwindigkeit v des Meßobjektes mit Gleichung 4 berechnen.

$$v = \frac{\lambda}{2t} \tag{4}$$

2 Versuchsdurchführung

2.1 Bestimmung der Wellenlänge

Aus den Vorbetrachtungen ist bekannt, daß man von einem Amplitudenminium zum nächsten kommt, wenn man das reflektierende Meßobjekt um $\lambda/2$ verschiebt. Das macht man sich bei der Bestimmung der Wellenlänge der H_{10} Welle zunutze, indem man das Meßobjekt von einem Amplitudenminimum zum nächsten verschiebt und den zurückgelegten Weg mißt.

Zur Erhöhung der Meßgenauigkeit verschiebt man gleich um mehrere Minima und teilt den gemessenen Weg durch deren Anzahl minus 1. Dreimalige Wiederholung der Messung ergab einen Wert von 3.27 cm $\pm 1\%$ für λ.

Trafostellung	$v_1[m/s]$	$v_2[m/s]$	Fehler v_1 bzgl. v_2 [%]
70	0.19	0.17	11
80	0.25	0.21	16
90	0.26	0.24	8
100	0.23	0.21	9
110	0.37	0.35	6
120	0.41	0.39	5
130	0.43	0.41	5
140	0.44	0.43	3
150	0.47	0.45	5
160	0.49	0.46	7
170	0.52	0.49	6
180	0.54	0.52	4
190	0.56	0.53	6
200	0.58	0.56	4
210	0.59	0.57	4
220	0.61	0.58	5
230	0.62	0.60	4
240	0.64	0.62	4

Tabelle 1: Meßwerte

2.2 Geschwindigkeitsmessung

Mit der nun bekannten Wellenlänge λ kann man mittels Gleichung 4 die Geschwindigkeit des Meßobjektes ermitteln, indem man die Zeit t, die zwischen zwei Amplitudenminima liegt, am Oszillographen abliest. Um einen Vergleich zu haben, wird die Geschwindigkeit zusätzlich direkt mittels Weg/Zeitmessung ermittelt.

Da für diese Messung eine längere Wegstrecke eine höhere Meßgenauigkeit bedeutet, haben wir die Länge des Schienenovals ermittelt (ca. 333 cm), die Lok mehrere Runden fahren lassen und dafür die Zeit gemessen. Allerdings haben wir uns dadurch neue Fehlerquellen eingehandelt:

1. die Lok fährt in den Kurven langsamer als auf der Geraden (wo mittels Radar gemessen wird)
2. die Geschwindigkeit der Lok nimmt mit der Zeit ab

Die Auswirkungen von (2) kann man am kleinsten halten, wenn man ungefähr nach der Hälfte der Wegstrecke per Radar mißt, vorausgesetzt die Geschwindigkeit nimmt linear ab.

Tabelle 2.2 zeigt die Meßwerte für 18 verschiedene Lokgeschwindigkeiten. v_1 ist die mittels Radar und v_2 die mittels Weg/Zeitmessung bestimmte Geschwindigkeit. Letztere liegen durchweg unter denen mit Radar bestimmten, was die oben genannten Fehlerquellen bestätigt.