

Newsletter

Edition Wissenschaft

Forschungsgemeinschaft Funk e.V. Ausgabe Nr. 6 April 1996



$$Z_D = -j \frac{\sqrt{k_D^2 - k_A^2} J}{\omega \epsilon_D \epsilon_{rA} J}$$
$$\frac{1}{\rho_D} (\sqrt{k_D^2 - k_A^2} \rho_D)$$
$$\frac{1}{\rho_D} (\sqrt{k_D^2 - k_A^2} \rho_D)$$

Berechnung der Eingangsimpedanz von Herzschrirmachern

Von V. Hansen und T. Vaupel



Forschungsgemeinschaft Funk

Editorial

Liebe Leserinnen und Leser,

die mögliche Beeinflußbarkeit von Herzschrittmachern durch elektromagnetische Felder war ein Thema, das im letzten Jahr häufiger für Schlagzeilen sorgte. Es war auch schon Schwerpunkt des „Newsletters“ (Ausgabe 4/95), in der wir diesbezüglich die neuesten Forschungsergebnisse vorgestellt haben.

Zum Thema „Herzschrittmacher“ liegen insgesamt drei Abhandlungen, zwei praktische und eine theoretische, vor. In Ausgabe 5/96 der „Edition Wissenschaft“ präsentierten wir Ihnen bereits den vollständigen Bericht der Studie der Firma CETECOM über die „Störfestigkeit von Herzschrittmachern im Frequenzbereich 30 kHz bis 2,5 GHz“. Ziel der CETECOM-Studie war es, aus den Ergebnissen über die Störfestigkeit von Herzschrittmachern auf Hinweise für die Träger von Herzschrittmachern – bei Gebrauch von Handys – ableiten zu können.

In der vorliegenden Ausgabe liegen nun die Berichte von Prof. Hansen über die „Berechnung der Eingangsimpedanzen von Herzschrittmachern und der durch einen externen Dipol am Herzschrittmachereingang erzeugten Störspannung“ vor, die der CETECOM-Studie zugrunde liegen.

Die Studie von Prof. Irnich zur „Störbeeinflussung von Herzschrittmachern durch Mobilfunk“ wird in Ausgabe 7/96 erscheinen.

Gerd Friedrich

Inhalt

Entwicklung eines Verfahrens zur Berechnung der Eingangsimpedanzen von Herzschrittmachern und der durch einen externen Dipol am Herzschrittmachereingang erzeugten Störspannung	3
1. Einleitung	3
2. Das Modell	3
3. Theorie	4
3.1. Integralgleichung für den Strom	4
3.2. Lösung der Integralgleichung	5
3.3. Verifizierung des Modells isolierter Drähte	7
4. Ersatzschaltbild	8
Numerische Berechnung der Eingangsimpedanzen von Herzschrittmachern und der durch einen externen Dipol am Herzschrittmachereingang erzeugten Störspannung	9
1. Das Modell	9
2. Berechnung der Eingangsimpedanz des Herschrittmachers	9
3. Berechnung der Störspannung am Eingang des Herzschrittmachers	12
3.1. Nahfeld	12
3.2. Fernfeld	14
4. Abschätzung des Störspannungsverhaltens für das Nahfeld	16
5. Auswirkung weiterer Modellparameter	18
6. Anhang	19
Ergänzung zum Bericht „Numerische Berechnung der Eingangsimpedanzen von Herzschrittmachern und der durch einen externen Dipol am Herzschrittmachereingang erzeugten Störspannung“	19
Summary: Computation of the Input Impedance of Pacemakers	23

Entwicklung eines Verfahrens zur Berechnung der Eingangsimpedanz von Herzschrittmachern

und der durch einen externen Dipol am Herzschrittmachereingang erzeugten Störspannungen

Volkert Hansen, Institut für Hochfrequenztechnik,
Ruhr-Universität Bochum, Universitätsstraße 150, 44780 Bochum

1. Einleitung

Die Störfestigkeit von implantierbaren Herzschrittmachern wurde bisher vor allem für Frequenzen bis in den MHz-Bereich hinein untersucht. Ergebnisse dieser Untersuchungen waren die Grundlage für die in Norm DIN/VDE 0848 Teil 2 „Sicherheit bei elektromagnetischen Feldern“ festgelegten Grenzwerte für Frequenzen bis 30 MHz und Aufenthalt des Implantatträgers im Fernfeld der elektromagnetischen Quelle. In zunehmendem Maße werden in Industrie, Medizin und Kommunikationstechnik Verfahren eingesetzt, die hochfrequente Felder mit Frequenzen bis in den GHz-Bereich hinein verwenden und bei denen sich Personen auch im Nahfeld der Quelle befinden. Letzteres gilt besonders für die Benutzung von Mobilfunkhandgeräten des C-, D- oder E-Netzes.

Die Durchsicht der Literatur ergibt, daß es bisher nur wenige Untersuchungen über die Störfestigkeit von Herzschrittmachern für Frequenzen oberhalb etwa 30 MHz gibt. Dabei läßt sich das Problem in zwei Teilprobleme aufspalten:

1. Welche Ströme werden durch das externe elektromagnetische Feld auf der Elektrode und auf dem Gehäuse erzeugt und welche Störspannungen liegen damit am Herzschrittmachereingang an?
2. Welche Störspannungen am Eingang des Herzschrittmachers führen zu einer Fehlfunktion?

Das hier diskutierte Verfahren beschäftigt sich ausschließlich mit Punkt 1 und damit mit der Lösung des elektromagnetischen Randwertproblems. Da dieses bei reali-

stischer Modellierung von Körper und Herzschrittmacher auch mit den heute verfügbaren numerischen Hilfsmitteln extrem aufwendig ist, wird in Kapitel 2 ein vereinfachtes Modell vorgestellt. In Kapitel 3 wird die Theorie zur Lösung des Randwertproblems präsentiert. Die Ergebnisse werden mit Hilfe des in Kapitel 4 angegebenen Ersatzschaltbildes dargestellt.

2. Das Modell

Der Körper wird durch ein vereinfachtes Modell approximiert, das aus ebenen Schichten von Haut-, Fett- und Lungengewebe und ggf. weiteren Schichten besteht, wie es sich z.B. für Untersuchungen zur Hyperthermie bewährt hat (Abb. 1). Die elektrischen Eigenschaften der Materialien werden durch komplexe Dielektrizitäts-

zahlen beschrieben, deren Werte man der Literatur entnehmen kann. Der HSM befindet sich in einer Ebene parallel zu den Grenzschichten. Sein Gehäuse wird durch eine ebene Platte aus sehr gut leitendem Material, die Elektrode durch einen runden isolierten Draht beliebiger Leitfähigkeit dargestellt.

Die Eingangsimpedanz der Herzschrittmacherelektronik wird durch eine konzentrierte Impedanz Z_{HSM} beschrieben. Die Sendeantenne ist ein gerader Dipol, der sich unmittelbar über dem Schichtmodell befindet. Er wird mit Hilfe einer Spannungsquelle angeregt. Bereiche der Oberfläche von HSM und Sendedipol, die als nicht ideal leitend angenommen werden, sind durch eine Oberflächenimpedanz Z_F charakterisiert.

3. Theorie

3.1. Integralgleichung für den Strom

Zur Ableitung einer Integralgleichung für den Strom wird zunächst die Green'sche Funktion eines Raumbereiches durch die Gleichung

$$\vec{E}(\vec{r}) = \iiint_V \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}(\vec{r}') dv' \quad (1)$$

eingeführt. Die Green'sche Funktion $\vec{G}(\vec{r}, \vec{r}')$ gibt damit das Feld in einem Aufpunkt \vec{r} erzeugt durch eine Punktquelle im Quellpunkt \vec{r}' an. In einem zweiten Schritt werden die Bedingungen für das elektrische Feld auf der Oberfläche von HSM und Sendedipol festgelegt. Dazu müssen folgende Bereiche unterschieden werden:

- Aufpunkte auf ideal leitendem Material: $\vec{E}_{\text{tan}}(\vec{r}) = 0$ (2)
- Aufpunkte auf der Oberfläche mit der Oberflächenimpedanz Z_F : $\vec{E}_{\text{tan}}(\vec{r}) = Z_F \vec{J}_F(\vec{r}')$ mit $\vec{J}_F(\vec{r}')$ gleich der Stromdichte auf der Oberfläche (3)
- Aufpunkte in der Quellregion einer Spannungsquelle: $\vec{E}_{\text{tan}}(\vec{r}) = [\vec{E}_i(\vec{r})]_{\text{tan}}$ mit $\vec{E}_i(\vec{r})$ gleich der eingepprägten Feldstärke (4)

Mit diesen Festlegungen ergibt sich die folgende Integralgleichung für die Flächenstromdichte auf HSM und Dipol, wobei $\vec{n}_F(\vec{r})$ die Flächennormale im Aufpunkt \vec{r} auf der Oberfläche F von HSM-Gehäuse, HSM-Elektrode oder Sendedipol ist:

$$-\vec{n}_F \times \left(\vec{n}_F \times \iint_F \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') \cdot \vec{J}_F(\vec{r}') dF' \right) = \begin{cases} 0 \\ Z_F \vec{J}_F(\vec{r}) \\ -\vec{n}_F \times (\vec{n}_F \times \vec{E}_i(\vec{r})) \end{cases} \quad (5)$$

Zur Vereinfachung dieses aufwendigen dreidimensionalen Streuproblems sollen folgende Näherungen eingeführt werden:

1. Näherung

Die Dicke des HSM-Gehäuses wird als sehr klein im Vergleich zur Wellenlänge angenommen. Die Oberfläche des Gehäuses wird entweder als ideal oder sehr gut leitend mit der Leitfähigkeit κ_M angesehen, so daß die Gleichung für die Oberflächenimpedanz mit Hilfe des Skin-Effekts angegeben werden kann:

$$Z_F = \frac{1}{\kappa_M \delta_M} \quad (6)$$

$$\delta_M = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \kappa_M}} \quad (7)$$

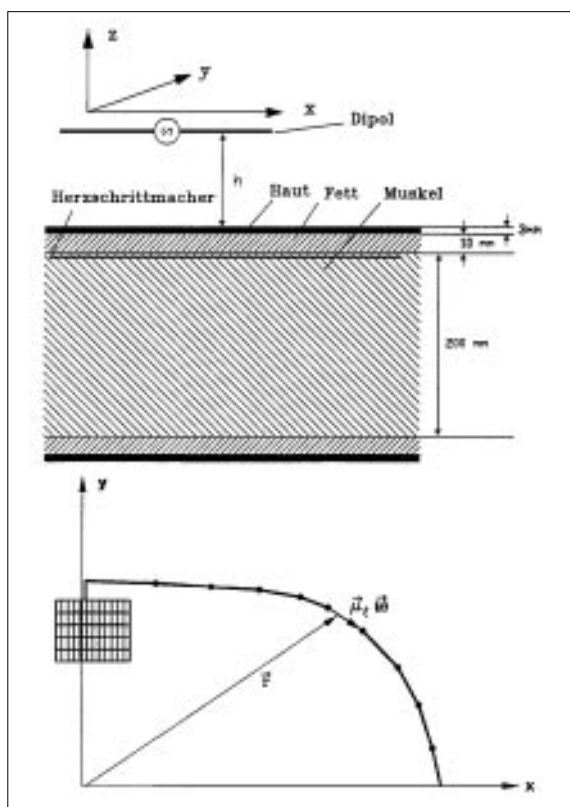


Abbildung 1:
Modell von Körper
und Herzschrittmacher

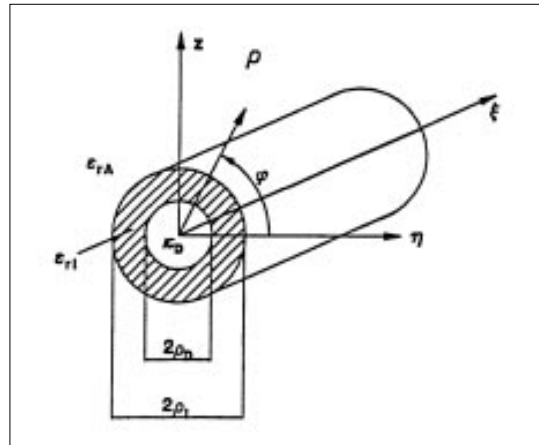


Abbildung 2:
Elektrodensegment im
lokalen Koordinatensystem

2. Näherung

Der Verlauf der Elektrode wird in der Ebene $z = z_{\text{HSM}}$ mit Hilfe eines lokalen Koordinatensystems ρ, φ, ξ beschrieben (Abb. 2).

Gekrümmte Bereiche werden durch gerade Segmente approximiert. Diese werden als gerade Stücke eines runden Drahts der Leitfähigkeit κ_D mit der verlustbehafteten Isolierung

$$\epsilon_{r1} = \epsilon'_{r1} - j\epsilon''_{r1} \quad (8)$$

betrachtet. Die Wirkung der Isolierung kann man mit der Gleichung

$$\vec{J}_{p1}(\rho, \xi) = j\omega\epsilon_0 (\epsilon_{r1} - \epsilon_{rA}) \vec{E}_i(\rho, \xi) \quad (9)$$

durch einen Polarisationsstrom ersetzen, wobei ϵ_{rA} die Dielektrizitätszahl des verlustbehafteten, die Elektrode umgebenden Gewebes ist. Wenn die Leitfähigkeit des Elektrodendrahtes κ_D wesentlich größer als die der Isolierung ist (was in der Praxis immer erfüllt ist), dann steht \vec{E}_i senkrecht auf der Oberfläche des Drahtes. Ist weiterhin die Isolierschicht ($\rho_i - \rho_D$) im Vergleich zur Wellenlänge elektrisch dünn, dann kann man das

elektrische Feld in der Isolierschicht näherungsweise aus der Ladung auf dem Elektrodendraht berechnen. Dafür wird wieder das lokale Koordinatensystem ρ, φ, ξ benutzt. Es ergibt sich

$$\begin{aligned} \vec{E}_i(\rho, \xi) &= \vec{u}_\rho E_{\rho,1}(\rho, \xi) \\ &= -\vec{u}_\rho \frac{1}{2\pi j\omega\epsilon_0\epsilon_{r1}\rho} \frac{dI_D(\xi)}{d\xi} \end{aligned} \quad (10)$$

mit $I_D(\xi)$ gleich dem Gesamtstrom auf dem Elektrodendraht. Damit erhält man die Polarisationsstromdichte als Ersatz für die Isolierschicht aus

$$\begin{aligned} \vec{J}_i(\rho, \xi) &= -\vec{u}_\rho \frac{(\epsilon_{r1} - \epsilon_{rA})}{2\pi\epsilon_{r1}\rho} \frac{dI_D(\xi)}{d\xi}, \\ \rho_D &\leq \rho \leq \rho_i \end{aligned} \quad (11)$$

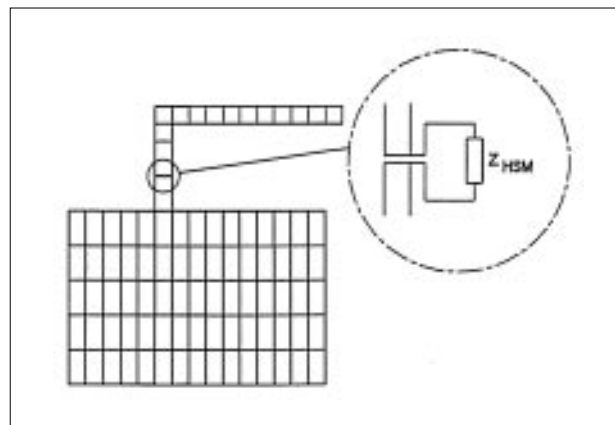


Abbildung 3:
Diskretisierung
von Gehäuse und
Elektrode

Zum Vergleich soll auch der Elektrodendraht ohne Isolierung betrachtet werden. Bei einer endlichen Leitfähigkeit des Elektrodendrahts kann diese mit Hilfe einer Oberflächenimpedanz Z_D , die sich aus der Lösung des coaxialen Zweischichtenproblems errechnen läßt, beschrieben werden:

$$Z_D = -j \frac{\sqrt{\kappa_D^2 - \kappa_A^2} J_0(\sqrt{\kappa_D^2 - \kappa_A^2} \rho_D)}{\omega\epsilon_0\epsilon_{rA} J_1(\sqrt{\kappa_D^2 - \kappa_A^2} \rho_D)} \quad (12)$$

J_0 und J_1 sind die Besselfunktionen der Ordnung 0 und 1. Die Behandlung des Sendedipols ist gleich der der nicht isolierten Elektrode.

3. Näherung

Die Anregung des Sendedipols erfolgt durch eine Δ -gap-Spannungsquelle mit

$$E_i(\vec{r}) = \vec{E}_\Delta(\vec{r}) = \vec{u}_\xi U_\xi \delta(\xi) \quad (13)$$

3.2. Lösung der Integralgleichung

Die Lösung der Integralgleichung soll mit Hilfe der Momentenmethode durchgeführt werden. Dazu muß das HSM-Gehäuse, die Elektrode und der Sendedipol

geeignet diskretisiert werden (Abb. 3):

a) Diskretisierung des Gehäuses:
Durch die Vernachlässigung der Dicke des Gehäuses kann dieses wie ein Teil einer planaren Schaltung betrachtet werden. Das Gehäuse wird deshalb in rechteckförmige Segmente zerlegt. Es zeigt sich, daß die Geometrie des Gehäuses, das sich im stark verlustbehafteten Gewebe befindet, keinen besonderen Einfluß auf die Stromverteilung hat. Eine besondere Behandlung der abgerundeten Form des HSM-Gehäuses ist deshalb nicht notwendig.

b) Isolierte Elektrode:
Da der Durchmesser der isolierten Elektrode im Vergleich zur Wellenlänge sehr klein ist, kann die Dünndrahttheorie verwendet werden. Die Diskretisierung erfolgt deshalb nur in Richtung der Elektrode. Der Zusammenhang zwischen der Stromdichte auf der Elektrodendrahtoberfläche und dem Gesamtstrom ist:

$$\vec{J}_D(\rho, \xi) = \frac{I_D(\vec{r})}{2\pi\rho_D} \vec{u}_\xi(\vec{r}) \quad (14)$$

c) Übergang zwischen Elektrode und Gehäuse:

Am Übergang zwischen Elektrode und Gehäuse wird die Stetigkeit des Stroms gefordert, d.h. der Strom auf der Elektrode ist gleich der y-Komponente der Stromdichte auf dem unmittelbar anschließenden Segment multipliziert mit der Breite des Segments. Die Feinheit der Diskretisierung in den einzelnen Bereichen wird anhand von physikalischen Überlegungen und numerischen Experimenten festgelegt. Es ist anschaulich nachvollziehbar, daß das Gehäuse im Bereich der Anschlußstelle besonders fein diskretisiert werden muß.

d) Der Sendedipol wird wie die Elektrode gemäß der Dünndrahttheorie diskretisiert.

e) Die HF-Eingangsimpedanz, d.h. die Impedanz zwischen Elektrode und Gehäuse wird als konzentriertes Bauelement eingeführt. Formal geschieht das dadurch, daß die Oberflächenimpedanz in diesem Bereich als ortsabhängig

in Form einer δ -Funktion definiert wird.

Entsprechend der Diskretisierung wird der Strom auf der gesamten Schaltung mit Hilfe von Teilbereichsentwicklungsfunktionen beschrieben. Um eine einheitliche Darstellung zu gewinnen, wird die runde isolierte Elektrode formal durch einen äquivalenten Streifen mit einem Polarisationsstrombelag ersetzt (Abb. 4).

Die Parameter dieses Streifens – Breite des Streifens und Dicke der den Polarisationsstrom führenden Schicht – werden so bestimmt, daß die Eigenverkopplungen und die Verkopplungen benachbarter Entwicklungsfunktionen gleich sind. Auch der Sendedipol wird als planarer Streifen modelliert. Damit ist die gesamte Konfiguration als planare Struktur und der Strom auf ihr einheitlich mit Hilfe einer planaren Flächenstromdichte beschreibbar. Diese kann mit Hilfe von N Teilbereichsentwicklungsfunktionen angesetzt werden:

$$\vec{J}_s(x, y, z_n) = \sum_{n=1}^N I_n \frac{f_n(x, y, z_n)}{b_n} \vec{u}_n, \quad z_n = \begin{cases} z_s \\ z_{HSM} \end{cases} \quad (15)$$

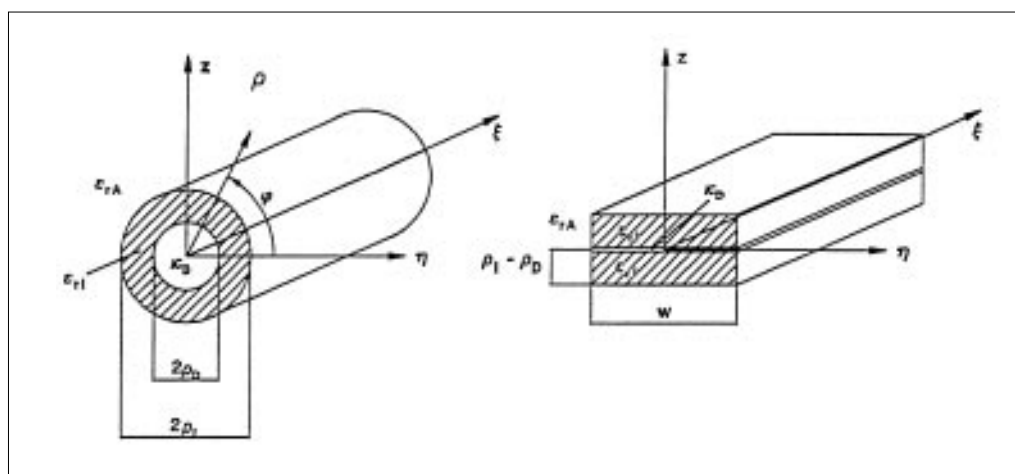


Abbildung 4:
Zur Umwandlung
des Drahtmodells
in eine planare Struktur

Die I_n sind die gesuchten komplexen Stromamplituden, f_n die Entwicklungsfunktionen (oft auch mit „Moden“ bezeichnet), b_n die Breiten der Entwicklungsfunktionen, \vec{u}_n gibt die Stromrichtung an. Für z_h ist z_s zu setzen, wenn sich die Entwicklungsfunktion auf den Sendedipol, Z_{HSM} , wenn sich die Entwicklungsfunktion auf dem Herzschrittmacher befindet.

Um die I_n zu bestimmen, wird das Galerkin-Verfahren angewendet, d.h. es werden Testfunktionen gleich Basisfunktionen gewählt und geeignete „Innere Produkte“ definiert. Dadurch wird die Integralgleichung in ein Gleichungssystem für die Unbekannten I_n überführt:

$$\sum_{i=1}^N I_i (Z_{ji} - Z_{ji}^{(f)} - Z_{ji}^{(i)}) = U_j \quad (16)$$

Z_{ji} gibt die Verkopplung der Ströme der j -ten und der i -ten Mode an:

$$Z_{ji} = \iint_{b_j} \vec{u}_j f_j(x, y, z) \left[\iint_{b_i} \vec{G}(x-x', y-y', z, z') \vec{u}_i \frac{f_i(x', y', z')}{b_i} dx' dy' \right] dx dy \quad (17)$$

$$\text{mit } \left. \begin{matrix} z \\ z' \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} z_s \\ Z_{HSM} \end{matrix} \right.$$

$Z_{ji}^{(f)}$ beschreibt den Beitrag der endlichen Leitfähigkeit der Materialien von HSM-Gehäuse, Elektrodendraht und Sendedipol, aber auch den der HF-Eingangsimpedanz des HSM's:

$$Z_{ji}^{(f)} = \iint Z_r(x, y, z_h) \frac{f_j(x, y, z_h) f_i(x, y, z_h)}{b_j b_i} \vec{u}_j \cdot \vec{u}_i dx dy \quad (18)$$

$$\text{mit } z_h = \left\{ \begin{matrix} z_s \\ Z_{HSM} \end{matrix} \right.$$

$Z_{ji}^{(i)}$ bezeichnet den Beitrag der Isolierung zu den Koppelimped-

denzen. Für den runden Draht mit Isolierung läßt er sich aus der Reaktion der Polarisationsstromdichte \vec{J}_i mit dem Feld eines linienförmigen Stromes auf der Drahtachse berechnen:

$$Z_{ji}^{(i)} = - \iiint \vec{J}_i(\rho, \xi) \cdot \vec{E}_{ii}(\rho, \xi) dv \quad (19)$$

$$\text{mit } \vec{J}_i = -\vec{u}_\rho \frac{(\epsilon_{r1} - \epsilon_{rA}) dI_{D1}(\xi)}{2\pi\epsilon_{r1}} \quad (20)$$

$$\text{und } \vec{E}_{ii}(\rho, \xi) = -\vec{u}_\rho \frac{1}{2\pi j \omega \epsilon_0 \epsilon_{rA} \rho} \frac{dI_{D1}(\xi)}{d\xi} \quad (21)$$

Einsetzen und Integration über das Volumen ergibt:

$$Z_{ji}^{(i)} = - \frac{(\epsilon_{r1} - \epsilon_{rA}) \ln(\rho_1 / \rho_0)}{2\pi j \omega \epsilon_0 \epsilon_{r1} \epsilon_{rA}} \int \frac{dI_{D1}(\xi)}{d\xi} \frac{dI_{D1}(\xi)}{d\xi} d\xi \quad (22)$$

Für den äquivalenten Streifen in Abbildung 4 wird angenommen, daß das Feld in der Isolierung und damit der Polarisationsstrom nicht von z abhängt. Damit erhält man

$$Z_{ji}^{(i)} = - \frac{(\epsilon_{r1} - \epsilon_{rA}) (\rho_1 - \rho_0)}{2\pi j \omega \epsilon_0 \epsilon_{r1} \epsilon_{rA}} \int \frac{dI_{D1}(\xi)}{d\xi} \frac{dI_{D1}(\xi)}{d\xi} d\xi \quad (23)$$

Die Gleichungen (22) und (23) unterscheiden sich also nur in folgendem Faktor:

$$\frac{\ln(\rho_1 / \rho_0)}{2\pi} \leftrightarrow \frac{\rho_1 - \rho_0}{2\omega} \quad (24)$$

ω wird so bestimmt, daß beide Gleichungen dasselbe Ergebnis liefern.

U_j gibt die Speisespannung des Sendedipols an:

$$U_j = \iint \frac{f_j(x, y, z_s)}{b_j} \vec{u}_j \cdot \vec{E}_s(x, y, z) dx dy \quad (25)$$

Als Basisfunktionen werden in Richtung des Stromes stückweise sinusförmige Verläufe angenommen, quer zur Stromrichtung

wird auf der Elektrode ein konstanter Verlauf und auf den das Gehäuse beschreibenden Funktionen ein linearer Verlauf angesetzt.

Die Koppelintegrale können unmittelbar, wie hier angegeben, ausgewertet werden. Man nennt das Verfahren dann „Ortsbereichsanalyse“. Oft ist es zweckmäßig, zunächst die Feldgrößen bzw. die Stromdichten und die Green'sche Funktion einer zweidimensionalen Fouriertransformation zu unterwerfen und im transformierten Bereich die Koppelintegrale zu lösen, d.h. eine „Spektラルbereichsanalyse“ durchzuführen. Das hier verwendete Verfahren setzt beide Vorgehensweisen parallel ein.

3.3. Verifizierung des Modells isolierter Drähte

Berechnungen oder ausreichend ausführliche Messungen zum Verhalten von beliebig gekrümmten isolierten Drähten in stark verlustbehafteten Medien, die zum Testen des hier eingesetzten Näherungsverfahrens herangezogen werden können, liegen in der Literatur nicht vor. Um dennoch eine Überprüfung vornehmen zu können, wird auf folgendes Modell zurückgegriffen: Eine ebene Leitungsstruktur weitgehend beliebiger Geometrie in einem stark verlustbehafteten Medium wird in eine unendlich ausgedehnte dünne Isolierschicht eingebettet. Diese Konfiguration kann mit Hilfe des hier verwendeten Verfahrens exakt behandelt werden. Es ist physikalisch unmittelbar nachvollziehbar, daß sich qualitativ der in Abbildung 5

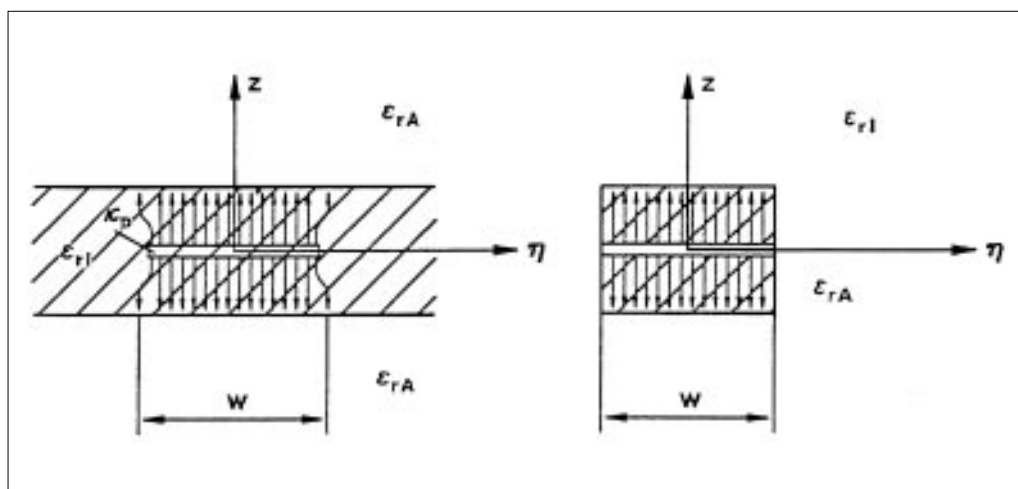


Abbildung 5:
Verifizierung des
Modells der isolierten
planaren Leiterstruktur
durch Einbettung in
eine Isolierschicht

links gezeigte elektrische Feldstärkenverlauf zwischen der Leitungsstruktur und den stark verlustbehafteten Schichten ausbildet. Der Raum für $\eta \approx \omega/2$ ist folglich weitgehend feldfrei. Es ist deshalb zu erwarten, daß sich die vollständig isolierte Leiterstruktur und die Leiterstruktur mit den Isolierschichten (Abb. 5 rechts), in denen das elektrische Feld und damit der Polarisationsstrom nur eine z-Komponente besitzt, elektrisch ähnlich verhalten. Zahlreiche durchgeführte

numerische Experimente belegen, daß für die hier interessierenden Isolierschichtdicken die Abweichung für die Koppelintegrale zwischen beiden Modellen im Frequenzbereich von 100 MHz bis 3 GHz deutlich unter 1 % liegt. Damit ist bestätigt, daß das verwendete Modell der dielektrischen Schichten auf einem sehr guten Leiter brauchbar ist. Mit diesem Modell können auch Leitungsstrukturen, die nur teilweise isoliert sind, bearbeitet werden.

4. Ersatzschaltbild

Für die meßtechnischen Untersuchungen des HSM ist es zweckmäßig, diesen durch ein Ersatzschaltbild darzustellen (Abb. 6). Da der HSM mit seiner Elektrode als Antenne mit den Eingangsklemmen 1-1' wirkt, besteht das Ersatzschaltbild aus einer Spannungsquelle U_{st} , einem Innenwiderstand Z_s und einer Last Z_{HSM} (Abb. 6 unten rechts). Die Spannungsquelle erhält man aus der Leerlaufspannung am HSM-Eingang bei Betrieb des Sendedipols. Aus schaltungstechnischen Gründen ist es zweckmäßig, anstelle der Leerlaufspannung den Kurzschlußstrom $I_{k,st}$ zu berechnen, was zum Ersatzschaltbild in Abbildung 6 unten links führt. Den Innenwiderstand Z_s erhält man, wenn man den HSM am Eingang mit 1 Volt speist und den Eingangsstrom bestimmt. Die Last Z_{HSM} muß meßtechnisch bestimmt werden, indem man die Eingangsimpedanz des HSM zwischen Gehäuse und Elektrodenanschluß mißt.

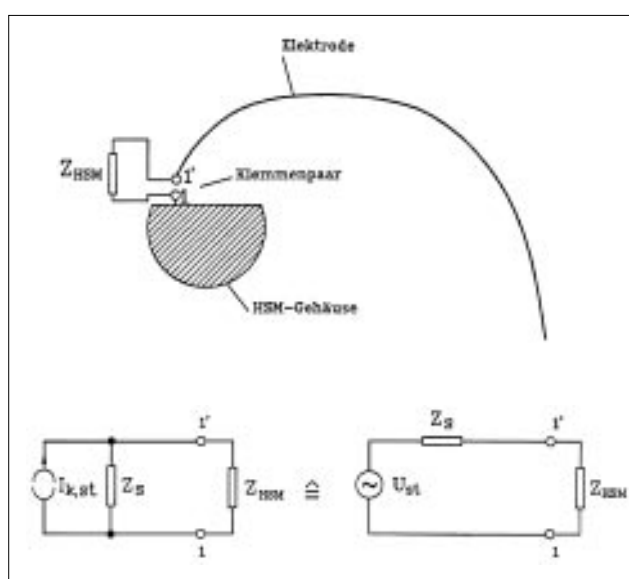


Abbildung 6:
Antennenmodell
des Herzschrittmachers
und Ersatzschaltbilder

Numerische Berechnung der Eingangsimpedanz von Herzschrittmachern

und der durch einen externen Dipol am Herzschrittmachereingang erzeugten Störspannung

Volkert Hansen und Thomas Vaupel

Institut für Hochfrequenztechnik, Ruhr-Universität Bochum

Universitätsstraße 150, 44780 Bochum

1. Das Modell

Die zugrundeliegende Schichtanordnung sowie die Lage des Herzschrittmachers und des anregenden Dipols zeigt Abbildung 1.

Der anregende Dipol befindet sich in der Höhe h über dem Körpergewebe, die Ebene des Herzschrittmachers liegt unmittelbar unterhalb der Schichtgrenze Fett/Muskelgewebe. Die verwendeten komplexen Permittivitäten der Schichten sind im Anhang (Kapitel 6) aufgelistet.

2. Berechnung der Eingangsimpedanz des Herzschrittmachers

Die Berechnung der Eingangsimpedanz des Herzschrittmachers erfolgt durch Anregung des numerischen Modells des HSM mit einer Δ -gap-Spannungsquelle am

Übergang zwischen Elektrode und Gehäuse. Die Oberflächenströme auf dem Gehäuse wurden im Frequenzbereich bis 1 GHz

mit 73 Entwicklungsfunktionen diskretisiert, die eine stetige Approximation des Stromes sowohl in Flußrichtung als auch

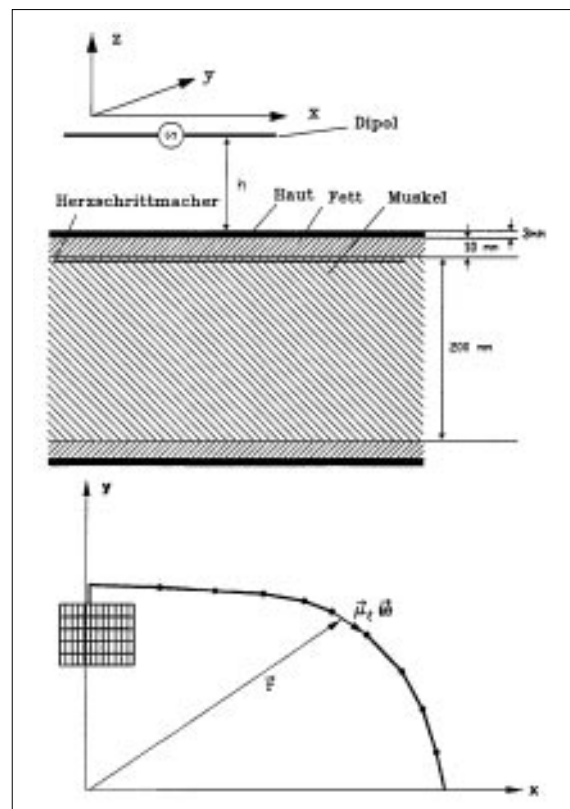


Abbildung 1: Modell von Körper und Herzschrittmacher

quer zur letzteren erlauben. Dabei wurde der Bereich des Übergangs zwischen Elektrode und Gehäuse feiner diskretisiert als die restlichen Gehäusebereiche, damit der Übergang des Elektrodenstroms auf das Gehäuse ausreichend genau nachgebildet werden kann. Im Frequenzbereich über 1 GHz wurde das Gehäuse mit 150 Entwicklungsfunktionen gleichmäßig fein diskretisiert. Die Elektrode wurde im Frequenzbereich bis 1 GHz in Segmente zu je 7 mm Länge zerlegt. Im nächsthöheren Frequenzbereich bis 1,5 GHz wurde die Segmentlänge auf 5 mm festgelegt, bis 2,3 GHz auf 3 mm und bis 3 GHz auf 2 mm. Durch diese Dimensionierungen übersteigt die Segmentlänge bei keiner Frequenz den Wert $\lambda_{eff}/6$, wodurch eine ausreichende Konvergenz des numerischen Verfahrens sichergestellt ist. Der Wert λ_{eff} steht für die Wellenlänge im Medium, die den HSM umgibt.

Die Abbildungen 2 und 3 zeigen das Verhalten der Eingangsimpedanz nach Betrag und Phase mit isolierter und nicht isolierter Elektrode. In den Abbildungen ist zusätzlich der Querschnitt durch den isolierten Elektroden Draht mit Maßangaben dargestellt. Für die Berechnungen wurde statt der runden Elektrode ein äquivalenter planarer Streifen mit Isolierauflage verwendet, der die gleichen elektromagnetischen Eigenschaften aufweist. Isolierte Teile der Metallisierungen sind in allen Darstellungen mit einer Schraffur versehen. Ohne Isolierung liegt der Betrag nahezu konstant bei 40 Ω , die Phase fällt fast linear geringfügig ab. Mit Isolierung liegt der Betrag von Z_s bei etwa

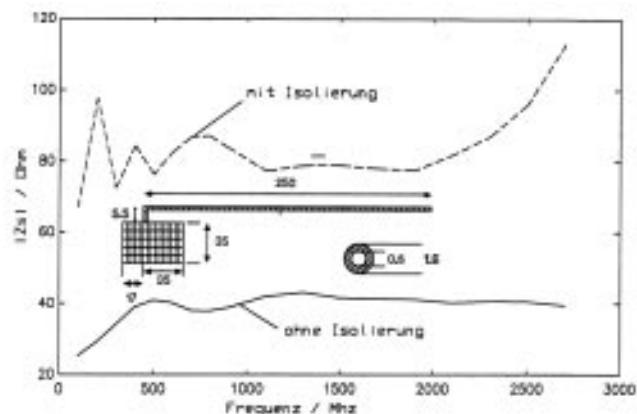


Abbildung 2: Betrag von Z_s beim HSM mit Gehäuse bei isolierter und nicht isolierter Elektrode

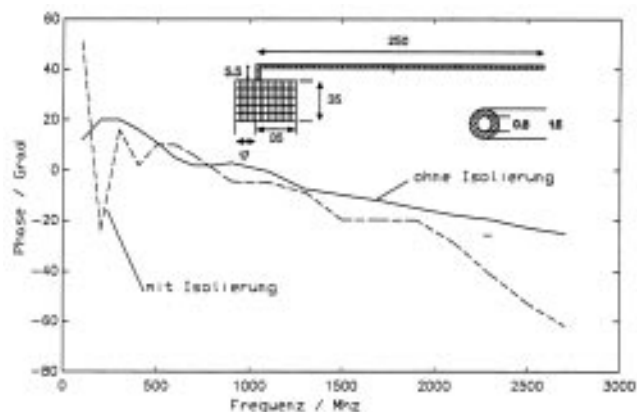


Abbildung 3: Phase von Z_s beim HSM mit Gehäuse bei isolierter und nicht isolierter Elektrode

80 Ω mit einem Anstieg ab etwa 2 GHz bis auf 110 Ω .

Offensichtlich bestimmen die Verluste des Gewebes, das die HSM-Gehäuse und die Elektrode umgibt, maßgeblich die Eingangsimpedanz. Nur im Frequenzbereich <500 MHz läßt sich eine Welligkeit des Stromes auf der Elektrode beobachten. Dieser Tatbestand erklärt die Oszillationen des Betrages und der Phase der Eingangsimpedanz in diesem Frequenzbereich. Die Eingangsimpedanz des HSM durchläuft in diesem Bereich eine etwa kreisförmige Ortskurve, die aber durch den Einfluß der Verluste nur einen kleinen Durchmesser hat. Demzufolge bleibt der breitbandige Charak-

ter der Eingangsimpedanz auch bei niedrigen Frequenzen erhalten.

Bei den folgenden Untersuchungen wurde das Verhalten der Eingangsimpedanz in Abhängigkeit vom Verlauf der Elektrode und deren Drahtdicke analysiert. Um eine Abschätzung über die Auswirkungen dieser Parameter auf die Eingangsimpedanz ohne sehr aufwendige Rechnungen zu bekommen, wurde auf eine genaue Modellierung des Gehäuses verzichtet und als Modell für HSM und Gehäuse eine Winkelstruktur wie in Abbildung 4 gewählt. Statt des Gehäuses wird die Elektrode in negativer y-Richtung ohne Isolierung fortgeführt.

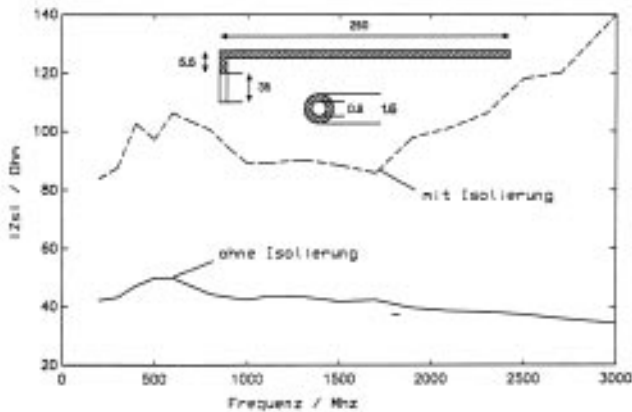


Abbildung 4:
Betrag von Z_s
beim reduzier-
ten HSM-Modell
bei isolierter
und nicht iso-
lierter Elektrode

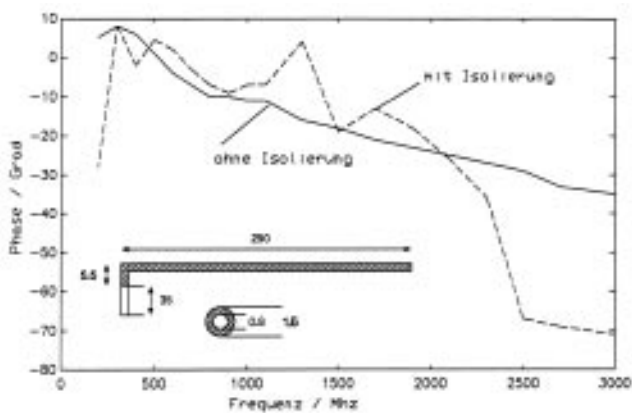


Abbildung 5:
Phase von Z_s
beim reduzier-
ten HSM-Modell
bei isolierter
und nicht iso-
lierter Elektrode

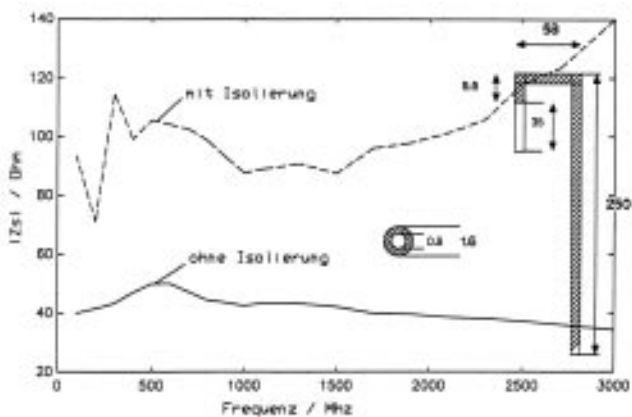


Abbildung 6:
Betrag von Z_s
bei geknickter
Elektrode, iso-
lierte und nicht
isolierte Elek-
trode

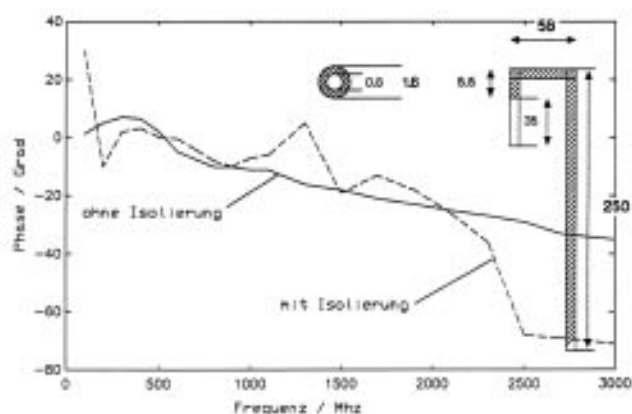


Abbildung 7:
Phase von Z_s
bei geknickter Elek-
trode, isolierte
und nicht iso-
lierte Elektrode

Ein Vergleich der Ergebnisse der Abbildungen 2/3 und 4/5 zeigt, daß die spezielle Form des Gehäuses keinen signifikanten Einfluß auf den Betrag und die Phase von Z_s hat. Dieses Ergebnis wird durch eine Analyse der Stromverteilung auf dem HSM-Gehäuse plausibel. Die Stromdichte auf dem Gehäuse besteht hauptsächlich aus einem Stromfaden von der Breite der Elektrode, dessen Stromdichte in negativer y-Richtung schnell zur unteren Gehäusekante abfällt. Zu beiden Seiten dieses Stromfadens fällt die Stromdichte quer zur Flußrichtung des Fadens ebenfalls schnell ab. Die genaue Analyse dieser starken örtlichen Stromdichteänderungen gelang nur mit Hilfe einer sehr feinen Diskretisierung und spezieller Entwicklungsfunktionen. Es zeigte sich jedoch, daß sich das Ergebnis für die Eingangsimpedanz nur wenig änderte, wenn eine nur grobe Diskretisierung verwendet wird (Stationarität der Eingangsimpedanz bezüglich der Modellierung). Insgesamt ist festzustellen, daß es praktisch zu keiner flächigen Aufteilung des Elektrodenstromes auf dem Gehäuse kommt. Nur an den Eingangsklemmen werden noch geringfügig Ströme in x-Richtung längs der oberen Gehäusekante angeregt.

Die Abbildungen 6 und 7 zeigen das Verhalten von Z_s bei einem Modell mit einem zusätzlichen Elektrodenknick. Ein Vergleich mit Abbildungen 4 und 5 ergibt, daß keine wesentliche Änderung der Eingangsimpedanz durch das Abknicken der Elektrode auftritt. Nur im Bereich < 500 MHz treten Unterschiede auf, da die Eingangsimpedanz hier durch die

Ausbildung von stehenden Wellen noch eine gewisse Abhängigkeit von der Elektrodenlänge und der Art ihrer Verlegung zeigt. Oberhalb von 500 MHz wird die Eingangsimpedanz infolge der hohen Verluste des Gewebes nur noch durch die unmittelbare Umgebung der Eingangsklemmen geprägt.

Abschließend wurde der Einfluß des Drahtdurchmessers auf die Eingangsimpedanz untersucht. Da bei den handelsüblichen Elektroden der Drahtdurchmesser nur gering variiert, wurde hier nur dem Einfluß einer Vergrößerung des Drahtdurchmessers von 0,8 mm auf 1,0 mm nachgegangen. Die umseitigen Abbildungen 8 und 9 zeigen den Verlauf von Z_s nach Betrag und Phase. Wie zu erwarten, zeigt ein Vergleich der Abbildungen 4/5 und 8/9 den nur geringen Einfluß des Parameters Drahtdurchmesser.

3. Berechnung der Störspannung am Eingang des Herzschrittmachers

3.1. Nahfeld

Die Anregung erfolgt durch einen geraden planaren Dipol, der sich in der Höhe h oberhalb des Körpergewebes befindet (s. Abb. 1). Der Dipol wird so angeordnet, daß seine Eingangsklemmen über dem Herzschrittmachereingang liegen, denn es kann angenommen werden, daß sich in dieser Position in etwa das Maximum der Störspannung bei gegebener Frequenz und Höhe des Dipols einstellt. Die Dipole haben bis 900 MHz eine Länge von

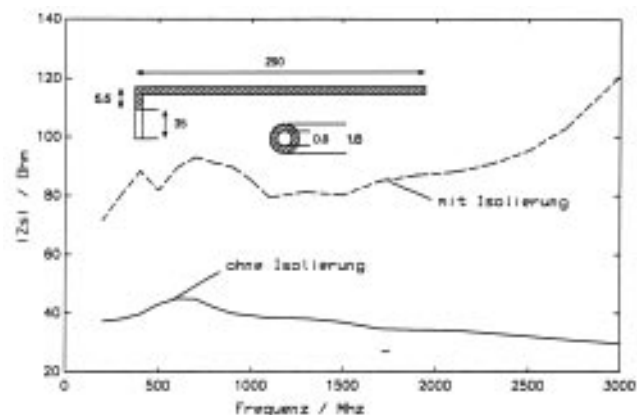


Abbildung 8: Betrag von Z_s bei vergrößertem Drahtdurchmesser

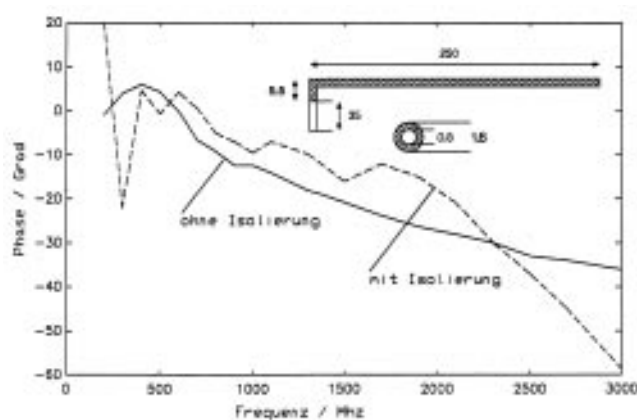


Abbildung 9: Phase von Z_s bei vergrößertem Drahtdurchmesser

150 mm, ab 1000 MHz (es wurde bis 1000 MHz in Frequenzschritten von 100 MHz gerechnet, oberhalb von 1000 MHz in Schritten von 200 MHz) wurde die Länge des Dipols jeweils auf die Hälfte der Betriebswellenlänge abgestimmt. Es wurden die Auswirkungen einer Orientierung in x-Richtung (parallel zur nicht geknickten Elektrode) und in y-Richtung (senkrecht zur nicht geknickten Elektrode) untersucht.

Die Angabe der Störspannung U_{st} erfolgt für jede Frequenz bezogen auf einen Dipol, der im freien Raum 1 W abstrahlt. Für diese Normierung wurden die Eingangsimpedanzen der Dipole im freien Raum für alle Frequenzpunkte numerisch ermittelt.

Aus schaltungstechnischen Gründen wurde nicht direkt die Störspannung durch Auftrennen der Klemmen des HSM berechnet, sondern der Kurzschlußstrom $I_{k,st}$. Denn die aufgetrennten Klemmen stellen insbesondere im stark verlustbehafteten Medium keinen Leerlauf dar, sondern es bildet sich infolge der endlichen Leitfähigkeit des Mediums ein Leitungsstrom zwischen den Klemmen aus. Weiterhin bestehen parasitäre Kapazitäten zwischen den Klemmen.

Die normierte Störspannung läßt sich über die Beziehung

$$|U_{st}| = |I_{k,st}| \cdot |Z_s| \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot 1W}{|U_D| \cdot |I_D| \cdot \cos(\varphi_D)}} \quad (1)$$

errechnen. Dabei bedeuten U_D

und I_D Klemmenspannung und -strom und φ_D der Phasenwinkel zwischen U_D und I_D des Dipols im freien Raum. Durch diese Umrechnungsmöglichkeit kann die Struktur bei allen Frequenzen mit der konstanten Spannung U_D angeregt werden. Da bei der Analyse aus numerischen Gründen der freie Raum mit Verlusten versehen wurde (es wurde mit einem $\epsilon'' = 0.005$ gerechnet), unterscheiden sich die Realteile der Eingangsimpedanzen des Modelldipols vom Strahlungswiderstand eines entsprechenden Dipols im verlustlosen freien Raum. Es werden daher die Eingangsimpedanzen des Modelldipols im verlustbehafteten Raum aufgelistet (Tabelle 1). Diese Werte bildeten die Grundlage für die Normierung der Störspannung.

Tabelle 1:
Eingangsimpedanzen des Modelldipols im verlustbehafteten Raum

Frequenz [Mhz]	$ U_D/I_D $ [Ω]	Phase [Grad]
100	3168	-89.703
200	1340	-89.643
300	918	-89.478
400	657	-89.094
500	492	-88.421
600	346	-86.828
700	232	-82.286
800	129	-72.173
900	69	-39.920
≥ 1000	95.23	+35.00

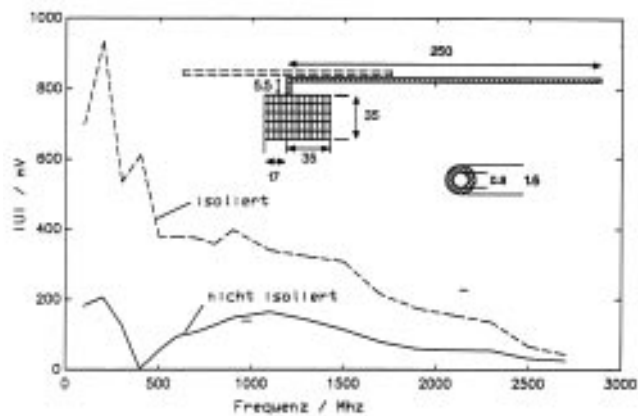


Abbildung 10: Störspannung beim HSM-Modell mit Gehäuse und x-Dipol normiert auf 1 W in freien Raum, Abstand des Dipols vom Gewebe 8 cm

Die Abbildungen 10 und 11 zeigen die Störspannungen bei Anregung mit x- und y-Dipol bei einer Höhe h von 8 cm über der Gewebeoberfläche. Die anregenden Dipole sind in den Darstellungen gestrichelt wiedergegeben. Ohne Isolierung ist die Störspannung im Bereich oberhalb 1000 MHz in beiden Fällen etwa gleich groß. Der Einbruch bei x-Dipolanregung für die Frequenz von etwa 400 MHz ergibt sich aufgrund von Kompensationseffekten. Das Auftreten dieser Kompensationseffekte wurde für numerische Tests von unterschiedlichen Gehäusemodellierungen ausgenutzt. Denn es ist nachvollziehbar, daß eine Auflösung solcher Effekte hohe Anforderungen an die Modelle bezüglich einer physikalisch sinnvollen Diskretisierung und der verwendeten Entwicklungsfunktionen stellt. Berechnungen mit unterschiedlichen Gehäusediskre-

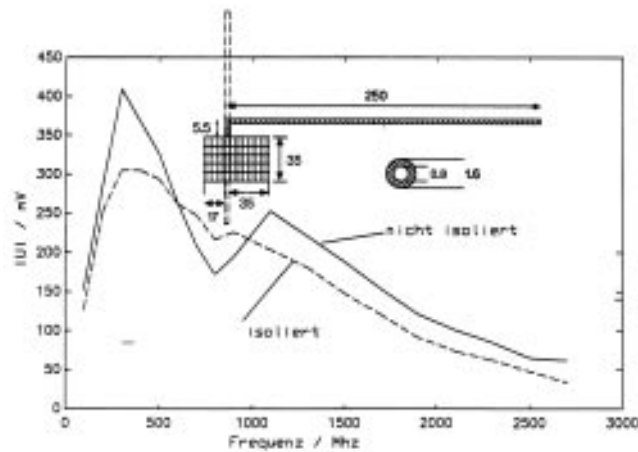


Abbildung 11: Störspannung beim HSM-Modell mit Gehäuse und y-Dipol normiert auf 1 W in freien Raum, Abstand des Dipols vom Gewebe 8 cm

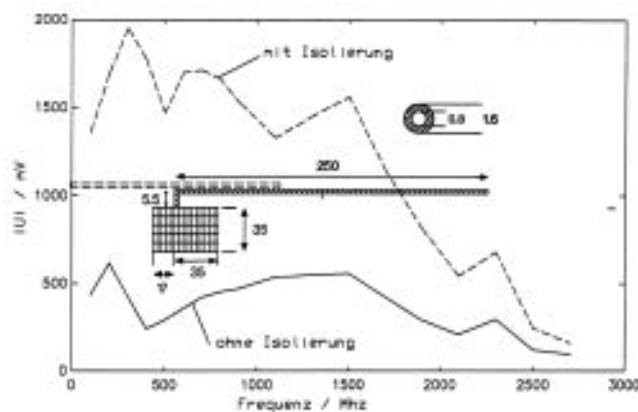


Abbildung 12: Störspannung HSM mit Gehäuse, x-Dipol mit 2 cm Abstand über Gewebe, Normierung auf 1 W im freien Raum

tisierungen ergaben ein fast deckungsgleiches Verhalten an diesen Frequenzpunkten. Eine solche geringe Modellierungsabhängigkeit ist ein Beleg für die numerische Sicherheit des Verfahrens bezüglich der Genauigkeit der Stromentwicklung. Mit isolierter Elektrode ist die Einkopplung bei x-Dipolanregung etwa doppelt so groß wie bei y-Dipolanregung, da im ersten Fall die anregenden Ströme parallel zur Elektrode nahe der Anschlußstelle verlaufen. Insbesondere wird bei y-Dipolanregung die Störspannung durch die Isolierung im allgemeinen verringert, da der Übergang von isolierter Sonde auf den nicht isolierten Gehäusebereich eine Diskontinuität in y-Richtung darstellt, durch die die Ausbildung des Kurzschlußstroms $I_{k, \text{st}}$ verringert wird.

Befindet sich der x-Dipol in einem Abstand von nur 2 cm zum Gewebe, dann steigt die Störspannung im unteren Frequenzbereich um etwa den Faktor 2 und fällt langsam mit der Frequenz ab (Abb. 12).

Auf die entsprechende Berechnung der y-Dipolanregung wurde verzichtet, da einige numerische Experimente mit dem redu-

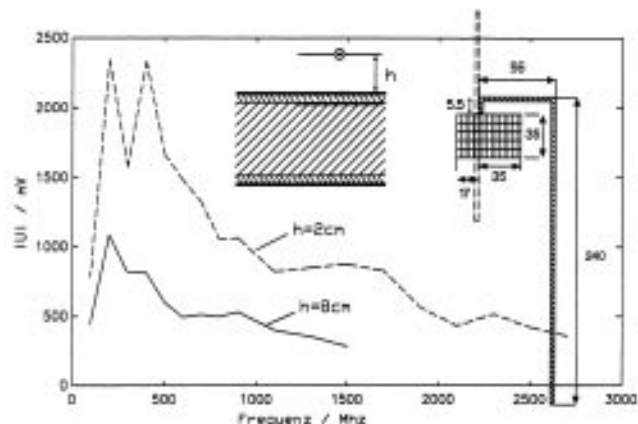


Abbildung 13: Störspannung HSM mit Gehäuse und abgeknickter isolierter Elektrode, Anregung mit y-Dipol in den Höhen $h = 2$ cm und $h = 8$ cm über Körpergewebe

zierten Modell nach Abbildung 6/7 ergaben, daß offensichtlich die y-Dipolanregung des HSM mit abgeknickter Elektrode die kritische Konfiguration bezüglich eingekoppelter Störspannung darstellt. Die Ergebnisse zeigt Abbildung 13.

Ein Vergleich mit Abbildung 11 ergibt, daß man durch das Abknicken der Elektrode für einen Abstand von 8 cm in etwa eine Verdopplung der Störspannung erhält, da der y-Dipol parallel zum abgeknickten Teil der Elektrode orientiert ist und dadurch stärker einkoppelt. Bei einem Abstand von 2 cm treten im Vergleich zu Abbildung 12 geringfügig höhere Störspannungsspitzen auf, jedoch sinkt die Störspan-

nung bei Anregung mit y-Dipol bei höheren Frequenzen schneller ab als bei der Konfiguration in Abbildung 11.

Bei einigen Frequenzpunkten wurde überprüft, wie sich eine Vergrößerung des Elektroden drahtdurchmessers von 0,8 mm auf 1 mm auswirkt. Erwartungsgemäß ergaben sich nur geringfügige Änderungen.

3.2. Fernfeld

Um die am Herzschrittmachereingang erzeugte Störspannung im Fernfeld einer Strahlungsquelle zu berechnen, werden die Abstände der anregenden Dipole zur Hautoberfläche auf $h = 4\lambda$ erhöht (Abb. 14).

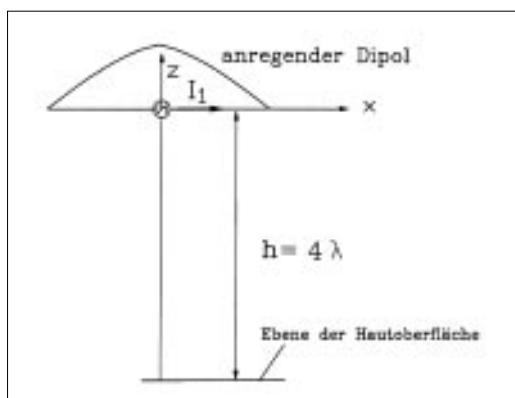


Abbildung 14: Verwendetes Koordinatensystem mit anregendem Dipol

In Abbildung 15 ist die Amplitude der Feldstärke in diesem Abstand (Aufpunkt $x = y = 0, z = -4\lambda$) bei Abwesenheit des Körpermodells mit HSM als Funktion der Frequenz für eine Sendeleistung von 1 W aufgetragen. Die Länge der Dipole beträgt bis 1000 MHz 15 cm, für höhere Frequenzen $\lambda/2$. Man erkennt, daß – wie zu erwarten – die Amplituden mit λ/r abnehmen, die Fernfeldbedingung also erfüllt ist.

Berechnung

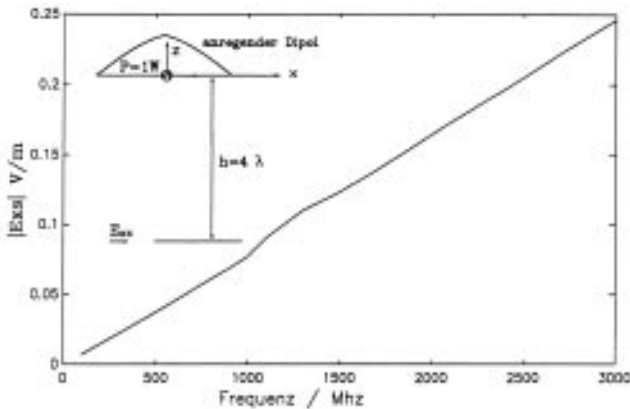


Abbildung 15: Feldstärke von Dipolen in einem Abstand von $4 \cdot \lambda$ bei einer Strahlungsleistung von 1 W (freier Raum)

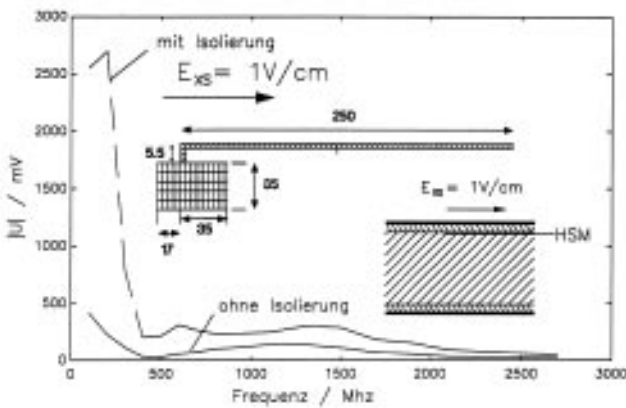


Abbildung 16: Störspannung beim HSM-Modell mit Gehäuse und Anregung mit x-Dipol normiert auf $E_{\text{xs}}(x = y = 0, z = -4\lambda) = 1\text{ V/cm}$

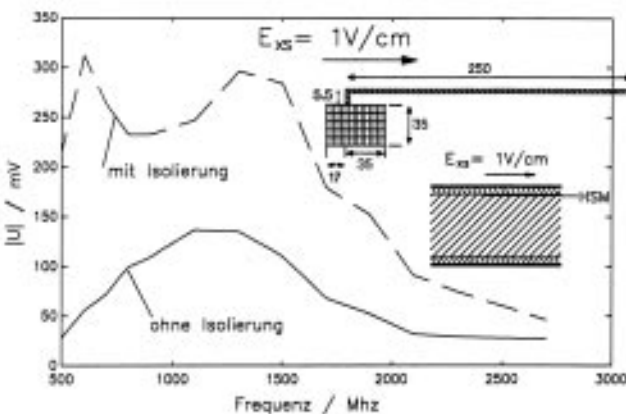


Abbildung 17: Störspannung beim HSM-Modell mit Gehäuse und Anregung mit x-Dipol normiert auf $E_{\text{xs}}(x = y = 0, z = -4\lambda) = 1\text{ V/cm}$, $f > 500\text{ MHz}$

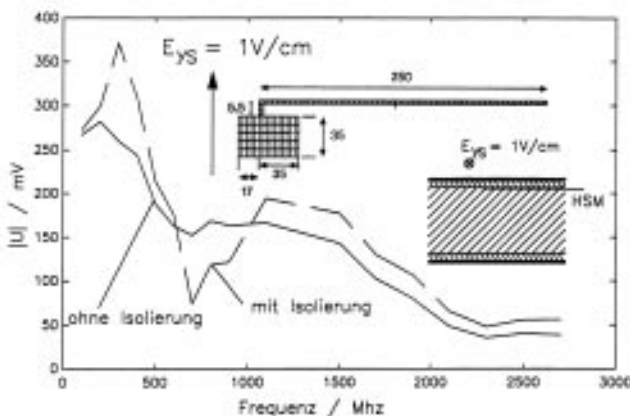


Abbildung 18: Störspannung beim HSM-Modell mit Gehäuse und Anregung mit y-Dipol normiert auf $E_{\text{ys}}(x = y = 0, z = -4\lambda) = 1\text{ V/cm}$

Um die im folgenden gezeigten Ergebnisse für beliebige Quellen mit großem Abstand zum Körpermodell auch für eine einfallende ebene homogene Welle nutzen zu können, werden die am Eingang des HSM anliegenden Störspannungen auf eine Amplitude des einfallenden Feldes am Ort der Hautoberfläche in Abwesenheit des Körpermodells mit HSM von 1 V/cm normiert.

In Abbildung 16 ist die Störspannung für eine Polarisation des elektrischen Feldes in x-Richtung (d.h. Ausrichtung des anregenden Dipols in x-Richtung) angegeben.

Auffallend sind die hohen Störspannungen im Bereich $< 500\text{ MHz}$. Deren Ursache ist, daß bei Frequenzen $\approx 500\text{ MHz}$ die Dämpfung insbesondere bei isolierter Elektrode so gering ist, daß sich stehende Wellen auf der Elektrode ausbilden können, die eine Vergrößerung der Antennenwirkung der Elektrode verursachen. Abbildung 17 zeigt die Störspannungen für den hier besonders interessierenden Bereich $f > 500\text{ MHz}$ noch einmal in einem größeren Ordinatenmaßstab.

Abbildung 18 zeigt das Störspannungsverhalten bei einer Orientierung des Sendedipols in y-Richtung. Hier fällt die Überhöhung der Störspannung für Frequenzen $< 500\text{ MHz}$ deutlich geringer aus, da jetzt die maximal wirksame Antennenlänge im wesentlichen nur durch die Gehäusehöhe gegeben und dadurch wesentlich geringer ist.

Analytische Berechnungen zei-

gen, daß sich das eingestrahlte Feld bei einem Abstand von 4λ im Bereich von Herzschritt- macher und Elektrode betrags- mäßig um weniger als 5 % ändert, das einfallende Feld kann in diesem Bereich als eine weit- gehend homogene ebene Welle aufgefaßt werden.

Um eine Interpretation der Er- gebnisse zu unterstützen, wurde zusätzlich die Einkopplung einer ebenen homogenen Welle in das Schichtenmodell des Körpers un- tersucht. Dazu wurde die Feld- stärke in der Ebene des Herz- schrittmachers bei dessen Abwe- senheit bei Einfall einer ebenen homogenen Welle der Feldstärke 100 V/m berechnet (Abb. 19).

Man erkennt, daß die mit stei- gender Frequenz zunehmende Dämpfung in der Haut und Fett- schicht erst bei Frequenzen höher als 1 GHz dominiert. Bei niedrigeren Frequenzen können durch Ausbildung von stehenden Wellen in den Schichten Feld- überhöhungen entstehen.

Ein Vergleich mit Abbildung 17 zeigt, daß die Störspannung bei nicht isolierter Elektrode in etwa

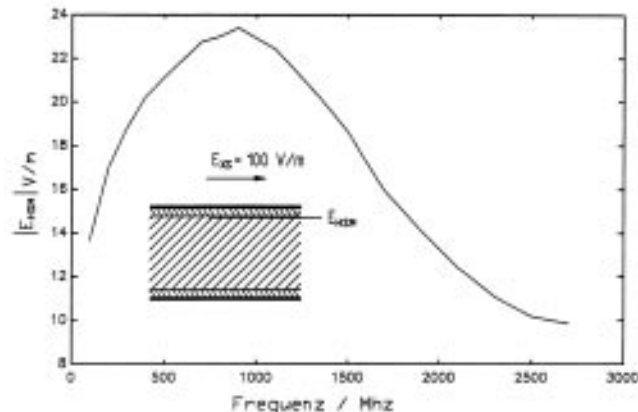


Abbildung 19: Feldstärke in der Ebene des HSM bei Einstrahlung mit ebener Welle 100 V/m

dem einfallenden Feld in der Ebene des HSM folgt. Weiterhin ist ersichtlich, daß die hohen Störspannungen in Abbildung 16 für Frequenzen ≈ 500 MHz nicht auf hohe anregende Feldstärken in diesem Frequenzbereich zurückzuführen sind.

4. Abschätzung des Störspannungsverhaltens für das Nahfeld

Um eine grobe näherungsweise Berechnung mit weitgehend analytischen Hilfsmitteln wenigstens für den Frequenzbereich bis 1000 MHz durchführen zu können,

häuse und Elektrode durch einen 20 mm langen Dipol ersetzt. Dieser Dipol hat bei 1000 MHz etwa eine Länge von $\lambda_{\text{eff}}/2$, mit λ_{eff} der Wellenlänge in dem Medium, das den Dipol umgibt. Dipole mit einer größeren Länge als 20 mm können im Frequenzbereich bis 1000 MHz nur schwer untersucht werden, da sonst keine einfachen Annahmen über die Stromverteilung gemacht werden können.

Bei den gewählten Längen können auf dem Sende- und Empfangsdipol stückweise sinusförmige Ströme mit der Stromverteilung

$$I(x) = \frac{I(x=0)}{\sin(k \cdot l_D)} \cdot \sin(k(l_D - |x|)) \quad (2)$$

angenommen werden. Die Länge des jeweiligen Dipols beträgt $2 \cdot l_D$. k ist der Realteil der komplexen Wellenzahl \underline{k} des umgebenden Mediums. Die Größe der Kopplung zwischen Sendedipol (Index s) und Empfangsdipol (Index e) wird durch die Gegenverkopplung

$$Z_{es} = \int_{-l_{De}}^{l_{De}} E_{xs}(x, y=0, z=h+d_e) \cdot \frac{I_e(x)}{I_e(x=0)I_s(x=0)} dx \quad (3)$$

beschrieben, mit $2 \cdot l_{De}$ gleich der Länge des Empfangsdipols und E_{xs}

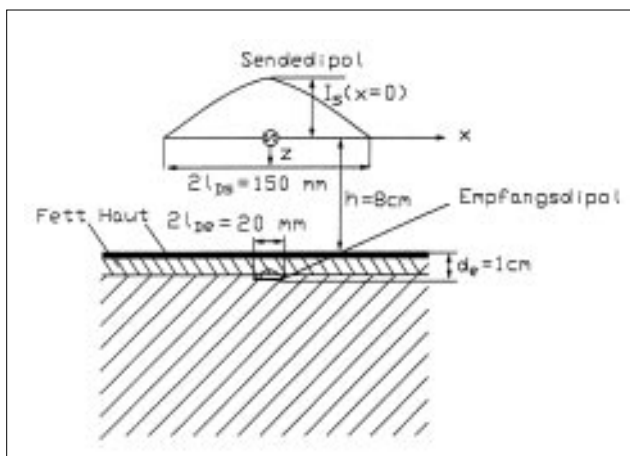


Abbildung 20: Anordnung von Sende- und Empfangsdipol

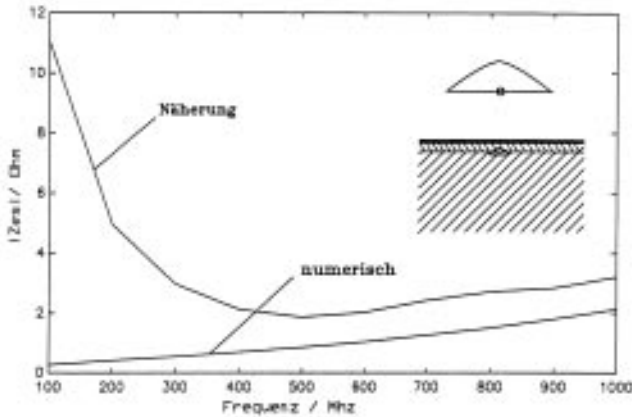


Abbildung 21: Vergleich zwischen Näherung und numerischer Berechnung von Z_{es}

des Sendedipols beträgt 80 mm, $d_e = 13$ mm.

Es ist ein leichter Versatz der Kurven für Frequenzen $f > 500$ MHz und eine zunehmende Abweichung für Frequenzen $f < 500$ MHz erkennbar. Letztere kann durch folgende Modellerweiterung erklärt werden:

Unter der Nahfeldbedingung

$$\begin{aligned} h &\ll \lambda \\ l_0 &\ll \lambda \end{aligned} \quad (6)$$

läßt sich die Wirkung der Schichtung durch die Einführung von Spiegelquellen berücksichtigen. Bei einer Zweischichtenanordnung läßt sich eine Nahfeldnäherung für das Feld in der Schicht 0 durch Einführung einer Spiegelquelle

$$I_{sp}(z) = I_s(z) \cdot \frac{\epsilon_{r1} - \epsilon_{r0}}{\epsilon_{r1} + \epsilon_{r0}} \quad (7)$$

angeben (Abb. 22). Man erhält mit Berücksichtigung der Spiegelquelle für die Gegenverkopplung:

$$\begin{aligned} Z_{es} \approx E_{xs}(x=0, y=0, z=h) \cdot \frac{2}{\epsilon_{r1} + 1} \\ \cdot I_{D1} \cdot e^{-k_1 d_e} / I_e(x=0) \end{aligned} \quad (8)$$

So erhält man für 20 MHz mit $\epsilon_{r1} = 75 - j135$ und $h = 8$ cm, $d_e = 0$, für das Z_{es} nach Gleichung (8) einen Wert von $|Z_{es}| = 0.8386$

gleich der x-Komponente der vom Sendedipol erzeugten elektrischen Feldstärke am Ort des Empfangsdipols. Für die E_{xs} -Komponente des Sendedipols mit der Position nach Abbildung 20 erhält man im freien Raum die exakte Lösung:

$$E_{xs}(x, y, z) = \frac{-jZ_0}{4\pi \sin(k_0 \cdot l_{Ds})} \cdot \left(\frac{e^{-jk_r a}}{r_a} + \frac{e^{-jk_r b}}{r_b} - 2\cos(k_0 \cdot l_{Ds}) \frac{e^{-jk_r c}}{r_c} \right) \quad (4)$$

mit $r_a = \sqrt{(x-l_{Ds})^2 + y^2 + z^2}$, $r_b = \sqrt{(x+l_{Ds})^2 + y^2 + z^2}$ und $r_c = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ und k_0 der Freiraumwellenzahl. Um zu einer groben Abschätzung des Feldes am Ort des Empfangsdipols zu kommen, wird angenommen, daß in der Ebene $z = h$ (Schichtgrenze Luft/Haut) das Feld des Sendedipols im freien Raum nach Gleichung (4) anliegt. Weiterhin wird angenommen, daß dieses Feld lokal als ebene Welle senkrecht in die Schichtung eindringt und bis zur Ebene des Empfangsdipols $z = h + d_e$ mit dem Faktor $e^{-k'd_e}$ gedämpft wird. Als zusätzliche Näherung wird die Welle als homogen angenommen und als Amplitude die Feldstärke $E_{xs}(x=0, y=0, z=h)$ angesetzt. Auf dem elektrisch kurzen Empfangsdipol herrscht eine näherungsweise

dreieckförmige Stromverteilung, so daß man mit den obigen Annahmen für die Gegenverkopplung erhält:

$$\begin{aligned} Z_{es} \approx E_{xs}(x=0, y=0, z=h) \\ \cdot I_{De} \cdot e^{-k'd_e} / I_e(x=0). \end{aligned} \quad (5)$$

Dabei wird für k'' der Imaginärteil der Wellenzahl $k = k_0 \sqrt{\epsilon_r}$ im Fettgewebe angesetzt mit ϵ_r gleich der frequenzabhängigen Permittivität des Fettgewebes.

Zur genaueren Analyse der Feld-einkopplung des Sendedipols in die Schichtung wird der Betrag der Verkopplung Gleichung (5) mit den numerisch ermittelten Werten für $|Z_{es}|$ in der Schichtung verglichen (Abb. 21). Die Höhe h

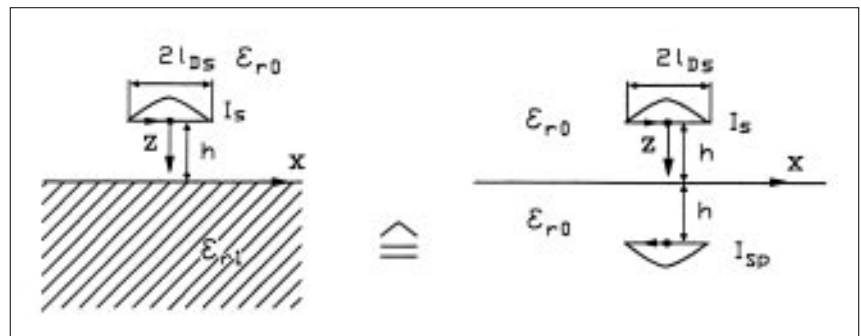


Abbildung 22: Näherung der Anordnung Sendedipol/Schichtung durch die Anordnung Sendedipol/Spiegelquelle im freien Raum

Ω und numerisch einen Wert von $|Z_{es}| = 0,8288 \Omega$. Für 100 MHz ergibt sich als Schätzwert $|Z_{es}| = 0,164 \Omega$, und numerisch $|Z_{es}| = 0,3528 \Omega$. Zumindest qualitativ ist zu erkennen, daß im Rahmen der Gültigkeit dieser Näherung die Stromamplitude der Spiegelquelle im Vergleich zu Gleichung (7) mit steigender Frequenz abnimmt. Für die Störspannung auf dem Empfangsdipol gilt nun:

$$U_{st} = Z_{es} \cdot I_s(x=0) \quad (9)$$

mit $I_s(x=0)$ der Stromamplitude des Sendedipols. Wird auf die Leistung 1 W mit den Eingangsimpedanzen des Dipols aus Tabelle 1 (Seite 13) normiert, so ergibt sich mit den numerischen Werten von Z_{es} nach Abbildung 21 der folgende Störspannungsverlauf:

Die Zunahme der Störspannung mit der Frequenz im Frequenzbereich < 500 MHz in Abbildung 23 kann nach obiger Erörterung mit der abnehmenden Wirksamkeit von Spiegelquellen erklärt werden. Dieses Verhalten kann auch bei den meisten Diagrammen

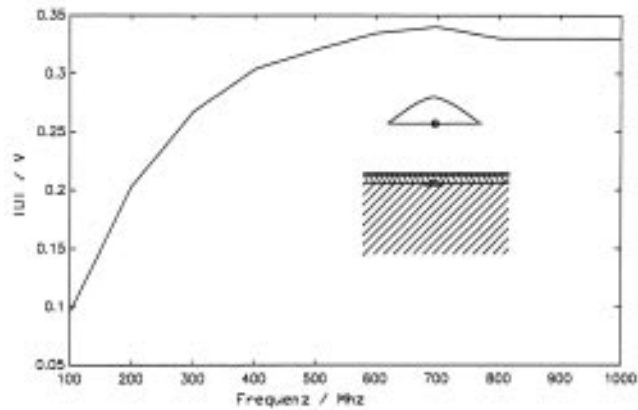


Abbildung 23: Normierte Störspannung auf Empfangsdipol aus der numerischen Berechnung von Z_{es}

in Kapitel 3 (Abb. 10-19) beobachtet werden. Der weitere Abfall der Störspannung zwischen 500 MHz und 1000 MHz bei den Diagrammen in Kapitel 3 ist auf komplexe Anregungsvorgänge auf den metallischen Strukturen zurückzuführen, deren Wirkung sich im Rahmen dieses Modells aus zwei Dipolen nicht abschätzen lassen.

Für den Frequenzbereich zwischen 1000 MHz und 3 GHz können keine einfachen Näherungslösungen entwickelt werden. Qualitativ läßt sich jedoch aussagen,

daß das zunehmende Absinken der Störspannung in diesem Frequenzbereich auf die steigende Dämpfung in den Schichten zurückzuführen ist.

5. Auswirkung weiterer Modellparameter

Im Rahmen der numerischen Untersuchungen wurden außerdem die Auswirkungen von Änderungen der das Körpermodell beschreibenden Parameter untersucht. Dabei traten auch bei Anordnungen mit sehr unterschiedlichen Schichtdicken für das Haut- und Fettgewebe keine wesentlichen Unterschiede zu den Ergebnissen mit der Schichtung nach Abbildung 1 auf. Weiterhin wurde der Einfluß der endlichen Leitfähigkeit der Elektroden, welche zwischen ihren Enden einen Gleichstromwiderstand zwischen 50Ω und 150Ω aufweisen, untersucht. Mit der sich aus diesen Werten ergebenden Leitfähigkeiten für den Elektroden Draht konnten dann mit Hilfe der Lösung für das koaxiale Zweischichtenproblem oder mit Hilfe eines äquivalenten Streifens endlicher Dicke entspre-

Frequenz [Mhz]	Haut	Fett	Muskel
100	75.0 - j135.0	7.5 - j5.9	73.0 - j156.4
200	57.0 - j72.0	6.5 - j4.0	56.0 - j89.6
300	51.0 - j51.0	6.25 - j3.2	53.5 - j65.8
400	48.0 - j38.0	6.0 - j2.6	53.0 - j51.4
500	46.5 - j32.0	6.0 - j2.3	52.8 - j45.4
600	45.8 - j28.0	6.0 - j2.2	52.7 - j39.0
700	45.0 - j24.3	6.0 - j2.0	52.5 - j33.9
800	44.7 - j22.8	6.0 - j1.9	52.5 - j30.5
900	44.2 - j20.8	6.0 - j1.7	51.5 - j26.8
1000	44.0 - j19.8	6.0 - j1.6	51.5 - j24.2
1100	44.0 - j19.0	6.0 - j1.6	50.5 - j23.0
1300	43.7 - j17.0	6.0 - j1.5	50.2 - j20.0
1500	43.5 - j15.6	6.0 - j1.3	50.0 - j17.0
1700	43.2 - j15.5	6.0 - j1.3	49.5 - j16.5
1900	43.0 - j15.0	6.0 - j1.25	49.0 - j16.0
2100	42.8 - j15.0	6.0 - j1.22	48.7 - j15.3
2300	42.5 - j15.0	6.0 - j1.17	48.3 - j14.7
2500	42.2 - j15.0	6.0 - j1.1	48.0 - j14.2
2700	42.2 - j14.5	6.0 - j1.1	47.5 - j14.0
2900	42.0 - j14.5	6.0 - j1.0	47.0 - j13.5
3000	42.0 - j14.4	6.0 - j1.0	47.0 - j13.3

Tabelle 2:
Die verwendeten komplexen Permittivitäten des den Körper beschreibende Schichtmodells in der Form $\epsilon_r = \epsilon_r' - \epsilon_r''$

chende Oberflächenimpedanzen Z_f berechnet werden. Jedoch wurden die Störspannungen gegenüber den Rechnungen mit idealer Leitfähigkeit der Elektroden nur um maximal 5 % zu niedrigeren Werten verschoben. Dieses Ergebnis ist zu erwarten, da die Verluste des die Elektrode umgebenden Mediums für alle Frequenzen eine wesentlich größere Dämpfung zur Folge haben, als an Dämpfung durch die endliche Leitfähigkeit des Elektrodendrahtes entsteht.

Ähnlich gering auf die Störspannung wirken sich mäßige Variationen der Parameter Isolierdickung und Permittivität aus. Eine Diskussion dieser Einflüsse ist auch anhand des Näherungsmodells in Kapitel 4 möglich. Nach Gleichung (9) ist die Störspannung bei gleicher Stromamplitude des Sendedipols nur von der Gegenverkopplung Z_{es} abhängig. Diese Gegenverkopplung ist aber fast unabhängig von den Isolierungsparametern, da der Einfluß der Polarisationsströme in der Isolierung auf den Wert von Z_{es} vernachlässigbar gering ist. Zusätzliche Einflüsse auf Störspannung und Eingangsimpedanz sind erst bei Isolierdicken zu erwarten, die die Isolierdicken üblicher Elektroden überschreiten und zu einer signifikanten Entdämpfung der Wellenausbreitung auf der Elektrode führen.

6. Anhang

In Tabelle 2 sind die komplexen Permittivitäten in der Form $\epsilon_r = \epsilon_r' - \epsilon_r''$ aufgelistet, die für das den Körper beschreibende Schichtmodell verwendet werden.

Ergänzung

zum Bericht „Berechnung der Eingangsimpedanz von Herzschrittmachern und der durch einen externen Dipol am Herzschrittmachereingang erzeugten Störspannung“

In diesem Ergänzungsbericht werden numerische Untersuchungen und Überlegungen auf einer Näherungsbasis zu den in [1] vorgestellten Ergebnissen präsentiert.

Bei den Messungen in [1] wurden verschiedene Typen von Herzschrittmachern in eine Wanne eingebracht, die mit einer Salzlösung gefüllt war. Der HSM und die Elektrode wurden parallel zur Flüssigkeitsoberfläche ausgerichtet. Anschließend wurde ein Mobiltelefon mit Antenne parallel zur Flüssigkeitsoberfläche in unterschiedlichen Höhen in seiner Leistung so eingestellt, daß gerade noch eine Störbeeinflussung des HSM registriert werden konnte, d.h. es wurde die erforderliche Leistung in Abhängigkeit von der Höhe zur Erzielung einer konstanten Störspannung am Eingang des HSM ermittelt. Die Darstellung dieser Beziehung erfolgte anschließend in einem doppelt-logarithmischen Maßstab.

Zur Simulation der Meßsituation in [1] wurden Berechnungen bei

den Frequenzen 900 MHz (D-Netz) und 1800 MHz (E-Netz) mit anregendem Dipol in Abständen h zwischen 2 cm und 180 cm durchgeführt.

Dazu wurde die Störspannung beim kleinsten Gewebeabstand h_{\min} auf einen Dipol normiert, der 1 Watt abstrahlt. Die erforderlichen Sendeleistungen zur Erzielung einer konstanten Störspannung in den Abständen $h > h_{\min}$ berechnen sich dann zu

$$P_D(h) = \left(\frac{|I_{k, \text{st}}(h_{\min})|}{|I_{k, \text{st}}(h)|} \right)^2 \cdot 1W \quad (1)$$

Mit $I_{k, \text{st}}$ wird der Kurzschlußstrom über die Klemmen des HSM bezeichnet.

Abbildung 1 zeigt die Abhängigkeit zwischen Sendeleistung und Höhe für 900 MHz im Bereich von 2 cm bis 180 cm. Im Nahfeld des Sendedipols bis etwa 30 cm Abstand weist die Kurve keine einheitliche Steigung auf, ab etwa 30 cm besitzt die Kurve eine einheitliche Steigung von ca. 0,49. Aus zahlreichen Simulationsrechnungen ergab sich, daß sich

unter Fernfeldbedingungen unabhängig von der Orientierung des Sendedipols und der Lage der Elektrode immer eine Steigung von ca. 0.5 einstellt. Als Beispiel zeigt Abbildung 2 das Ergebnis für einen senkrecht zur Elektrode ausgerichteten Sendedipol.

Dieses Fernfeldverhalten ist durch folgende Näherungen zu erklären: Die Feldstärke $E_{xs}(h)$ beträgt im Fernfeld des Sendedipols an der Gewebeoberfläche in Abhängigkeit von der Höhe h des Dipols

$$E_{xs}(h) = E_0 \frac{h_n}{h} \quad (2)$$

mit h_n gleich der Höhe eines Bezugspunktes, in der die Feldstärke E_0 herrscht. Liegt der HSM mit dem Abstand d im homogenen Gewebe, so herrscht in der Ebene des HSM näherungsweise die Feldstärke

$$E_{xs}(h+d) = E_0 \frac{h_n}{h} \cdot T \cdot e^{-k'' \cdot d} \quad (3)$$

mit T gleich dem Transmissionsfaktor in das Gewebe hinein und k'' gleich dem Dämpfungsterm des Gewebes. Für die hier durchgeführte Fernfeldbetrachtung genügt es, den HSM durch einen kurzen Dipol der Länge $2l_{De}$ zu ersetzen. Es entsteht dann die Störspannung:

$$U_{st}(h+d) = E_0 \frac{h_n}{h} \cdot T \cdot e^{-k'' \cdot d} \cdot l_{De} \quad (4)$$

Die Strahlungsdichte $S_{xs}(h)$ ist mit dem Feld E_{xs} und der abgestrahlten Leistung des Dipols über folgende Beziehungen verknüpft:

$$S_{xs}(h) = \frac{1}{2} \frac{E_{xs}(h)^2}{Z_0} = P_s \frac{G}{4\pi h^2} \quad (5)$$

Z_0 bezeichnet den Freiraumwellenwiderstand, P_s die abgestrahl-

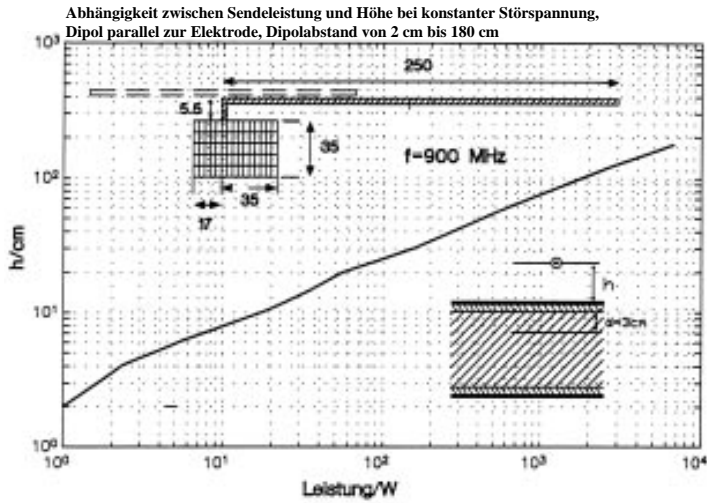


Abbildung 1: Erforderliche Sendeleistung in Abhängigkeit von der Höhe bei parallel zur Elektrode orientiertem Dipol, $f = 900$ MHz

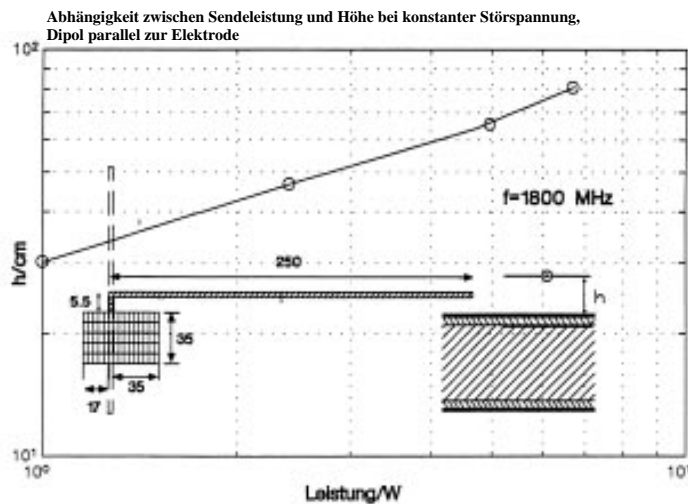


Abbildung 2: Erforderliche Sendeleistung in Abhängigkeit von der Höhe bei senkrecht zur Elektrode orientiertem Dipol, $f = 1800$ MHz

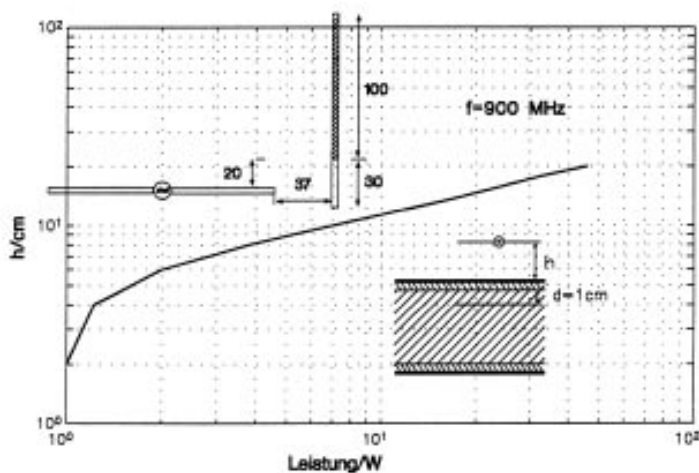


Abbildung 3: Erforderliche Sendeleistung in Abhängigkeit von der Höhe, reduziertes HSM-Modell, keine Überlappung Dipol/HSM, $f = 900$ MHz

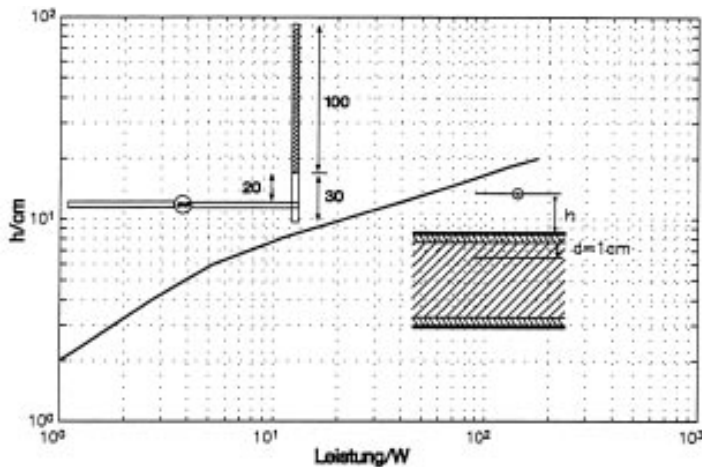


Abbildung 4: Erforderliche Sendeleistung in Abhängigkeit von der Höhe, reduziertes HSM-Modell, Dipolspitze über HSM, $f = 900 \text{ MHz}$

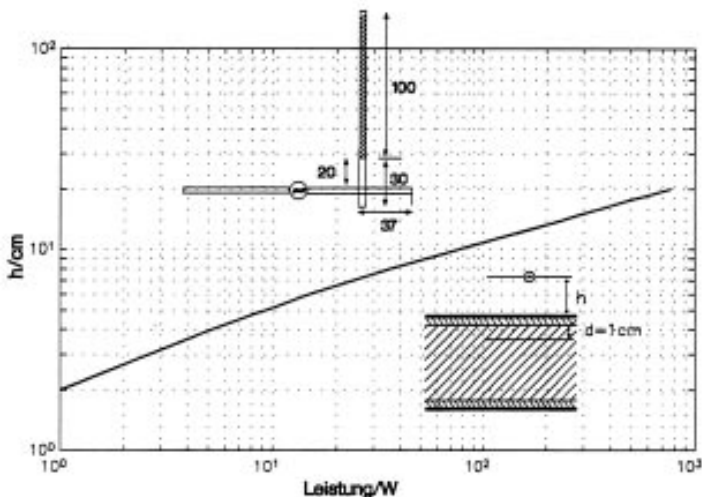


Abbildung 5: Erforderliche Sendeleistung in Abhängigkeit von der Höhe, reduziertes HSM-Modell, weitere Reduktion des lateralen Abstandes, $f = 900 \text{ MHz}$

te Leistung und G den Gewinn des Dipols.

Wird Gleichung (5) nach E_{xs} umgestellt, so erhält man

$$E_{xs}(h) = \sqrt{\frac{P_s}{2\pi}} \frac{G}{h} \quad (6)$$

Das heißt, die Feldstärke ist im Fernfeld eines Dipols proportional zur Quadratwurzel aus der abgestrahlten Leistung des Dipols und umgekehrt proportional zu h . Für die Darstellung in

[1] wurde die abgestrahlte Leistung des Mobiltelefons so verändert, daß unabhängig vom Abstand h dieselbe Störspannung am HSM-Eingang erzeugt wird. Bezeichnet man mit $P_{S1/S2}$ die erforderlichen Sendeleistungen in den Abständen $h_{1/2}$, so gilt also

$$\frac{h_2}{h_1} = \sqrt{\frac{P_{S2}}{P_{S1}}} \quad (7)$$

da sich bei der Verhältnisbildung I_{De} , Dämpfungsterm und Trans-

missionsfaktor herauskürzen. Wird P_{S1} auf 1 Watt normiert, so erhält man

$$h_2 = \sqrt{\frac{P_{S2}}{1W}} \cdot h_1 = \left(\frac{P_{S2}}{1W}\right)^{1/2} \cdot h_1 \quad (8)$$

Wird diese Beziehung doppellogarithmisch dargestellt, so entsteht

$$\lg(h_2) = 0.5 \cdot \lg(P_{S2}/1W) + \lg(h_1) \quad (9)$$

Das heißt, es entsteht eine Gerade mit der Steigung 0.5 und dem Ordinatenabschnitt h_1 .

Diese Verhältnisse gelten im Nahfeld nicht mehr, da hier die Störspannung über einen komplexen Einkoppel- und Streuprozess gebildet wird. Dies erklärt das nicht konstante Steigungsverhalten der Kurve in diesem Bereich.

Um die Komplexität des Einkoppelprozesses im Nahfeld zu demonstrieren, werden einige Rechnungen mit einem reduzierten HSM-Modell und unterschiedlichen lateralen Dipolabständen vorgestellt. Abbildung 3 zeigt die Berechnung einer Konfiguration ohne Überlappung von Dipol und HSM-Modell. Für $h \geq 6 \text{ cm}$ beträgt die Steigung etwa 0.37. Mit kleiner werdenden Abständen nimmt die Steigung deutlich zu. In Abbildung 4 liegt das Ende des Sendedipols über dem HSM-Gehäuse, was zu einer Steigung von 0.33 für $h \geq 8 \text{ cm}$ führt und zu größeren Steigungen für $h \leq 8 \text{ cm}$. In Abbildung 5 überlappen sich Sendedipol und HSM-Gehäuse, die Steigung ist nun etwa 0.31 im gesamten dargestellten Bereich.

Die den Abbildungen 4 und 5 zugrunde liegenden Anordnungen

entsprechen in etwa der Anregungssituation in [1], es ergeben sich hier deshalb auch in etwa die in [1] gemessenen Werte für die Steigung. Diese Ergebnisse sind jedoch sehr stark von weiteren Parametern abhängig: Wird zum Beispiel bei der Anordnung in Abbildung 4 die Isolierung der Elektrode entfernt, so stellt sich mit einer Steigung von 0.223 eine wesentlich schlechtere Einkopplung ein (Abb. 6).

Führt man entsprechende Berechnungen für das vollständige HSM-Modell durch, dann zeigt sich, daß der Einkoppelmechanismus im Nahfeld im Detail nicht mehr einfach erklärt werden kann. Zwei Beispiele (Abb. 7 und Abb. 8) belegen das.

In diesen Anordnungen erfolgt die Einkopplung hauptsächlich über die Spitze des Dipols auf das Gehäuse des HSM, die große Kapazität Dipol/Gehäuse ermöglicht hier eine starke Verkopplung auch bei größeren Abständen h . Eine Beschreibung der Verkopplung mit Hilfe einer Geradensteigung ist auch näherungsweise nicht möglich.

Literatur

- [1] Störbeeinflussung von Herzschrittmachern durch Mobilfunkgeräte, W. Irnich et al., Zeitschrift „herzschrittmacher“, MZV Verlag, Ausgabe 15, Nr. 1, 1995

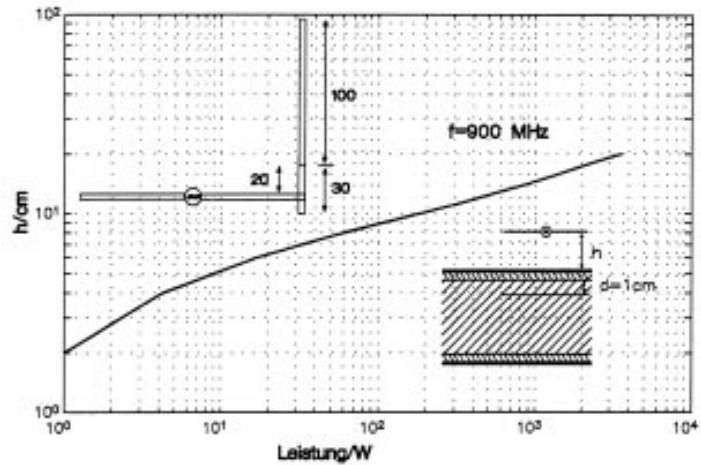


Abbildung 6: Erforderliche Sendeleistung in Abhängigkeit von der Höhe, reduziertes HSM-Modell, Elektrode nicht isoliert, $f = 900 \text{ MHz}$

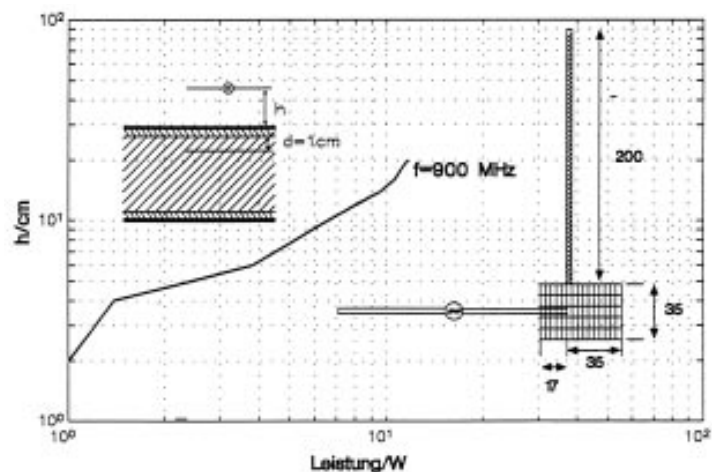


Abbildung 7: Erforderliche Sendeleistung in Abhängigkeit von der Höhe, vollständiges HSM-Modell, $f = 900 \text{ MHz}$

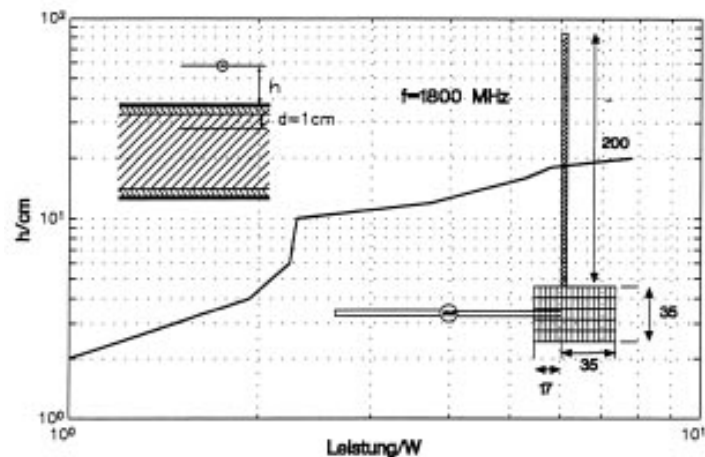


Abbildung 8: Erforderliche Sendeleistung in Abhängigkeit von der Höhe, vollständiges HSM-Modell, $f = 1800 \text{ MHz}$

Computation of the Input Impedance of Pacemakers

The increasing use of procedures in industry, medicine and communication technology utilizing electromagnetic fields with frequencies up to several GHz makes it necessary to investigate the influence of such fields on implanted pacemakers of persons located also in the near-field of the sources. The nearfield condition is especially fulfilled if mobile telephones working in the C, D or E-net are used. Until now only a few investigations have been made dealing with the influence of external fields on pacemakers with frequencies higher than 30 MHz. The present contribution with the title "Computation of the Input Impedance of Pacemakers" deals with the development and application of a procedure allowing the computation of the input impedance of an implanted pacemaker as well as the disturbing voltage generated by the external field sources. A realistic modelling of both the human body and the pacemaker leads to a very complicated boundary value problem. In order to circumvent this problem, the model is simplified in the following manner:

The human body is substituted by a model consisting of a sequence of planar layers describing the skin, fat and lung tissue, specified by its complex dielectrical constants. Because the pacemaker housing is very thin as compared to the wavelength, it can be replaced by a planar plate consisting of a high conductive material oriented parallel to the layer interfaces. In order to get a uniform description, the

round electrode with isolation is substituted by a planar isolated strip with arbitrary conductivity. The mobile telephone is replaced by a planar strip dipole excited by a delta gap voltage source. Subsequently an integral equation for the current density can be formulated with the help of the Green function of the dielectric layers describing the human body. This Green function can be formulated analytically in the so called spectral domain. The electromagnetic influence of the isolation can be considered with the help of a polarisation current density substituting the isolation layer. In order to solve for the current distribution, the Method of Moments is applied transforming the integral equation into a linear algebraic system of equations. For this goal the surface current on pacemaker housing, electrode and exciting dipole are described by subdomain basis functions on rectangular segmentations. In a further step coupling integrals must be evaluated, which are a measure of the electromagnetic interactions of the basis functions. This evaluation is performed by a mixed space domain and spectral domain approach. Very important in this context is the accurate computation of coupling integrals associated with isolated electrode bends. The width of the planar isolated electrode is determined in such a way that the electromagnetic behavior of the planar electrode is identical with the round isolated electrode by a comparison of the coupling inte-

grals of both models. This model can also be verified by comparing it with a model based on a isolation layer with infinite lateral dimensions.

The input impedance Z_s of the pacemaker is determined by exciting the pacemaker with a delta gap voltage source at its input clamps whereas the disturbing voltage is determined by the computation of the short circuit current in the input clamps influenced by the strip dipole outside. The numerical investigation of the input impedance Z_s exhibits a very low dependence of the exact orientation of the electrode due to the strong losses of the surrounding tissue. Also due to this fact, a monotone behavior of the input impedance can generally be observed, only in the frequency range below 500 MHz stronger fluctuations occur due to standing waves on the electrode.

The investigation of the disturbing voltage exhibits a strong increase in the region up to 500 MHz. This effect can be explained by the introduction of image sources replacing the layer structure in the near-field. Up to a frequency of 1500 MHz the disturbing voltage shows a quite complicated behavior due to standing waves in the layer structure. For frequencies over 1500 MHz a monotone decrease can be observed because the losses of the tissue are dominant in this frequency region. Furthermore the distance dependence of the disturbing voltage was investigated.



Impressum

Newsletter Edition Wissenschaft der FGF e.V.

Herausgeber: Forschungsgemeinschaft Funk e.V., Rathausgasse 11a,
D-53113 Bonn, Telefon: 0228 / 72622-0, Telefax: 0228 / 7262211

Redaktion: Gerd Friedrich (verantw.)

Grafik, Satz, Layout: Autoren Societät, Bonn

Die vorliegende Studie wurde im Auftrag der Forschungsgemeinschaft Funk e.V. durchgeführt. Die Berichte geben die Meinungen der Autoren wieder und stellen daher nicht unbedingt auch die Meinung der FGF dar.

ISSN 1430-1458