

Starke Anhebung niederfrequenter Spektralanteile durch HF-Anregung von Hohlraumresonatoren

H.G. Krauthäuser, S. Tkachenko, J. Nitsch

Otto-von-Guericke Universität Magdeburg, IGET, Postfach 4120, 39106 Magdeburg, hgk@ieee.org

Zusammenfassung – Gegenstand dieses Artikels sind experimentelle Untersuchungen und theoretische Überlegungen zur Anregung eines Hohlraumresonatorsystems hoher Güte (Modenverwirbelungskammer) mit Folgen von Pulsen eines hochfrequenten Trägers. Hierbei wird sowohl der unbeladene als auch der nichtlinear beladene Resonator betrachtet. In beiden Fällen wird experimentell eine starke Anhebung der niederfrequenten Spektralanteile beobachtet, wenn ein ganzzahliges Vielfache der Pulswiederholfrequenz mit einer der niederfrequenten Eigenfrequenzen des Resonators übereinstimmt. Für den unbeladenen Resonator wurde eine Erhöhung um 30 dB nachgewiesen. Für den nichtlinear beladenen Resonator findet man eine zusätzliche Erhöhung um 55 dB. Die niederfrequenten Anteile liegen dann bei bis zu -15 dBc. Für den Effekt im unbeladenen Resonator wird ein theoretisches Modell vorgestellt, das in guter quantitativer Übereinstimmung mit den Messungen liegt. Für den nichtlinear beladenen Resonator wird ein qualitatives Modell präsentiert.

1 Einleitung

Bekanntlich können induzierte Ströme und Spannungen in Halbleiterkomponenten elektronischer Systeme zu Fehlfunktionen oder Zerstörungen führen. Dies gilt insbesondere auch, wenn das Störsignal niederfrequente Signalanteile enthält [1, 2]. Üblicherweise sind elektronische Systeme in Gehäusen untergebracht. Im Falle von Metallgehäusen oder metallisch beschichteten Gehäusen erfolgt die Einkopplung nicht nur über Zuleitungen, sondern auch durch Schlitze und andere Aperturen. Diese Einkopplung über Aperturen, die natürlich bevorzugt bei hohen Frequenzen stattfindet, regt das innere des Gehäuses an [3]. Zur Maximierung der Wechselwirkung mit einem elektronischen System führt die Verwendung von pulsmodulierten Hochfrequenzsignalen oder Folgen von unipolaren Pulsen, da die Systeme in aller Regel auch nichtlineare Komponenten beinhalten, an denen Demodulation stattfindet [2]. Auf diese Weise wird Energie aus den hochfrequenten Spektralanteilen in den niederfrequenten Bereich transferiert.

Ziel dieser Arbeit ist es, die Kopplung einer pulsmodulierten, hochfrequenten Anregung mit einem System in einem Resonator näher zu untersuchen.

Hierzu wird zunächst ein unbeladener Resonator untersucht. In diesem befinden sich zwei Stabantennen; eine Sendeantenne, die die Einkopplung durch Aperturen modelliert und eine Empfangsantenne, die für das System steht, in das eingekoppelt wird. Im Abschnitt 2 werden die entsprechenden experimentellen Daten vorgestellt. Gemessen wurde hierzu in der Modenverwirbelungskammer der Universität Magdeburg (mit ausgebautem Rührer). Den experimentellen Ergebnissen wird ein theoretisches Beschreibungsmodell gegenübergestellt.

Hiernach wird in den Resonator zusätzlich ein nichtlinearer Streuer eingebracht und wie vorher die Kopplung zum Empfangssystem untersucht. Die experimentellen Ergebnisse werden im Abschnitt 3 vorgestellt. Zusätzlich wird ein qualitatives Erklärungsmodell diskutiert.

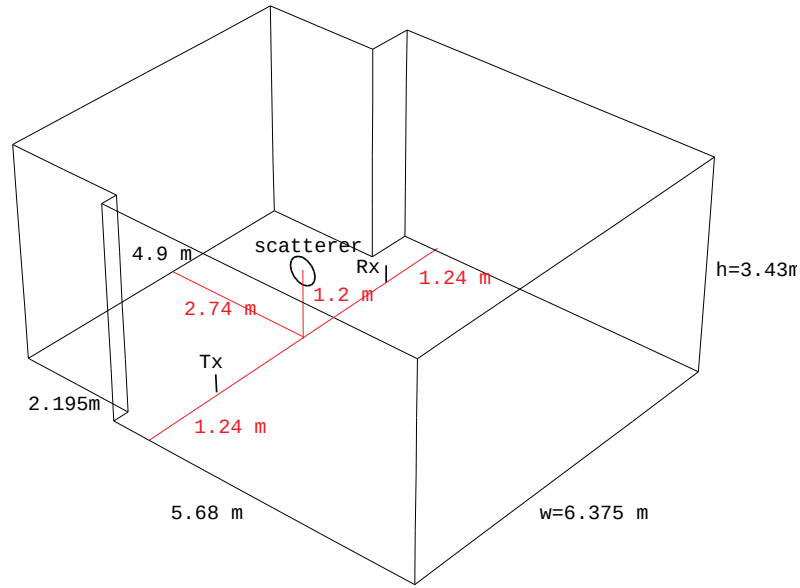


Abbildung 1: Skizze des experimentellen Setups. Tx: Sendeantenne (33 cm). Rx: Empfangsantenne (97 cm). Der Durchmesser der nichtlinear beladenen Leiterschleife (Streuer) ist 40.7 cm.

2 Anregung des unbeladenen Resonators

2.1 Theorie

Betrachtet sei ein Resonator ($l \times w \times h$), der durch eine kurze, vertikale Monopolantenne angeregt wird (Aufpunkt $\vec{r}_0$, vergleiche Abb. 1).

Die Antenne werde angeregt durch einen hochfrequenten harmonischen Träger, der mit einer niederfrequenten Folge von Rechteckpulsen moduliert ist:

$$U(t) = U_0 F(t), F(t) = \sum_{n=0}^N f(t - nT_m) \quad (1)$$

$$f(t) = \sin(\omega_c t) \eta(t) \eta(T_p - t) \quad (2)$$

wobei $N \gg 1$, $T_p \equiv NT_c$, $T_c \equiv 2\pi/\omega_c$ und $\eta(t)$ die Einheitssprungfunktion ist. Die Trägerfrequenz ω_c soll wesentlich größer als die erste Resonanzfrequenz ω_1 sein.

Die Fourier Transformierte $\tilde{F}(j\omega)$ von $F(t)$ aus Gleichung (1) ist

$$\tilde{F}(j\omega) = e^{-j\omega \frac{T_p}{2}} \frac{2j\omega_c}{\omega_c^2 - \omega^2} \frac{1 - e^{-j\omega T_m N}}{1 - e^{-j\omega T_m}} \sin \frac{\omega T_p}{2} \quad (3)$$

Die Antwort des Resonators auf die obige Anregung kann modelliert werden durch eine Reihe unabhängiger Oszillatoren, die durch äußere Anregungen getrieben werden:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + 2\gamma_\nu \frac{\partial}{\partial t} + \omega_\nu^2 \right) E_{\nu,z}(t, \vec{r}_1) = E_{\nu,0} \omega_{\nu,\rho}^2 F(t) \quad (4)$$

Hierbei sind $E_{\nu,z}$ die E-Feld Moden, $\gamma_\nu = \omega_\nu/(2Q_\nu)$ deren Dämpfungsfaktoren,

$E_{\nu,0} = -\frac{U_0 C_A L}{2\varepsilon_0} \Psi_\nu(\vec{r}_1) \Psi_\nu(\vec{r}_0) \sim \frac{U_0}{L} \frac{L^3}{V}$, $C_A \approx 2\pi\varepsilon_0 L/(\ln(2L/\rho_0) - 2)$ die Kapazität der Antenne,

ρ_0 der Antennenradius, $\Psi_\nu(\vec{r}) = \sqrt{\frac{4(1+\delta_{n_z,0})}{V}} \cdot \sin(k_{\nu,x}x) \sin(k_{\nu,y}y) \cos(k_{\nu,z}z)$, $\omega_{\nu,\rho} = c\sqrt{k_{\nu,x}^2 + k_{\nu,y}^2}$, $\omega_\nu = c\sqrt{k_{\nu,x}^2 + k_{\nu,y}^2 + k_{\nu,z}^2}$, $k_{\nu,x} = \pi n_x/l$, $k_{\nu,y} = \pi n_y/w$, $k_{\nu,z} = \pi n_z/h$ und $|\nu\rangle \equiv |n_x, n_y, n_z\rangle$ [8, 7]. Betrachtet sei nun der Fall, dass die Anregung $F(t)$ eine periodische Funktion mit einer Frequenz $\omega_m \equiv 2\pi/T_m$ ist. Ferner sei die kleinste Resonanzfrequenz ω_1 des Resonators ungefähr ein ganzzahliges Vielfaches der Anregungsfrequenz, d.h. $\omega_1 \approx n \cdot \omega_m$. Unter diesen Bedingungen dominiert der Term mit $|\nu\rangle = |1, 1, 0\rangle$ das E-Feld-Spektrum bei tiefen Frequenzen ($\omega \ll \omega_c$). Die Lösung für $E_{1,z}(t, \vec{r}_1)$ schreibt sich dann als Faltungsintegral:

$$E_{1,z}(t, \vec{r}_1) = E_{1,0} \cdot \omega_1^2 \int_0^t F(t') K(t-t') dt' \quad (5)$$

mit

$$K(t) = \hat{\omega}_1^{-1} \exp(-\gamma_\nu t) \sin(\hat{\omega}_1 t) \eta(t) \quad (6)$$

$$\hat{\omega}_1 = \sqrt{\omega_1^2 - \gamma_1^2} \quad (7)$$

Es sei nun zunächst angenommen, dass die Anregung durch einen einzelnen Puls $U \cdot f(t)$, $0 \leq t \leq T_m$ erfolgt. Es ergibt sich dann

$$E_{1,z}(t) = E_{1,0} \begin{cases} \text{Im} \left[C_1 e^{j\Omega_1 t} + C_2 e^{j\omega_c t} \right], & t \in [0, T_p] \\ \text{Im} \left[C_1 (1 - e^{-j\Omega_1 T_p}) e^{j\Omega_1 t} \right], & t \in [T_p, T_m] \end{cases} \quad (8)$$

mit $\Omega_1 = \hat{\omega}_1 + j\gamma_1$ und

$$C_1 = \frac{\omega_1^2 \cdot \omega_c / \hat{\omega}_1}{\omega_c^2 - 2j\hat{\omega}_1\gamma_1 - \omega_1^2 + 2\gamma_1^2} \approx \frac{\omega_1}{\omega_c} \quad (9)$$

$$C_2 = \frac{\omega_1^2}{\omega_1^2 + 2j\omega_c\gamma_1 - \omega_c^2} \quad (10)$$

Während der Anregung ergibt sich also eine Überlagerung einer erzwungenen Schwingung (ω_c) und der Eigenschwingung des Systems ($\hat{\omega}_1$). Nach dem Zeitpunkt T_p schwingt das System mit seiner Eigenfrequenz.

Um nun eine Kette von N Einzelimpulsen zu betrachten, nutzt man einen kürzlich vorgeschlagenen Ansatz [4]. Der betrachtete Zeitpunkt t sei im Intervall $(N-1)T_m + T_p < t < NT_m$. Da das Problem linear ist, ist die Lösung in diesem Zeitintervall eine Summe von Eigenschwingungen (Gleichung (8)) aller vorangegangener Pulse. Summiert man die zugehörige geometrische Reihe auf, so ergibt sich

$$E_{1,z} = E_{1,0} \text{Im} \left[C_1 (1 - e^{-j\Omega_1 T_p}) e^{j\Omega_1 t} \frac{1 - e^{-j\Omega_1 NT_m}}{1 - e^{-j\Omega_1 T_m}} \right] \quad (11)$$

Falls $\gamma_1 T_m \gg 1$ antwortet das System nur auf den letzten Puls. Für $\gamma_1 T_m \leq 1$ überlagern sich Eigenschwingungen vieler vorangegangener Pulse. Falls nun die Pulswiederholfrequenz so gewählt wird, dass sie mit einer Resonanzfrequenz des Systems zusammenfällt, z.B. $\hat{\omega}_1 = 2\pi/T_m$, sind die Eigenschwingungen alle in Phase und eine Resonanzanregung des Systems findet statt. Die Systemantwort nimmt hierbei für $\gamma_1 NT_m \rightarrow 1$ zu. Für $\gamma_1 NT_m \approx 1$ ergibt sich eine Sättigung der Systemantwort. In der Umgebung der Resonanzanregung des Systems, $\omega_m = \hat{\omega}_1/n + \Delta\omega$, ist dieser Sättigungswert gegeben durch

$$E_{1,z}(t) = E_{1,0} \text{Im} \left[- (1 - e^{-j\Omega_1 T_p}) e^{j\Omega_1 (t - NT_m)} \cdot \frac{\omega_1^2}{2\pi n \omega_c \gamma_1 + j n \Delta\omega} \right] \quad (12)$$

Die Amplitude der niederfrequenten Feldkomponenten im Resonator ergibt sich so zu

$$(E_{1,z}(t, \Delta\omega = 0))_{\max} \approx E_{1,0} \frac{\omega_1^2}{2\pi n \omega_c \gamma_1} = E_{1,0} \frac{\omega_1 Q}{\pi n \omega_c} \quad (13)$$

Für den Fall hoher Güte (großes Q) übersteigt dies erheblich den Wert für den nichtresonanten Fall $(E_{1,z}(t))_{\max} \approx E_{1,0} \frac{\omega_1}{\omega_c}$. Die Breite der Resonanz für das E-Feld kann abgeschätzt werden durch $\Delta_{3dB} ((E_{1,z}(t))_{\max}(\Delta\omega)) \approx \gamma_1/n$.

2.2 Experiment

Alle hier vorgestellten Messungen wurden in der Magdeburger Modenverwirbelungskammer durchgeführt. Der Modenrührer war für die Messungen demontiert.

Die erste Resonanzfrequenz des Raumes liegt bei $f_1 = 30.78$ MHz. Die zugehörige Güte ist $Q(f_1) = \frac{f_1}{\Delta f_{3dB}} = 1424.8$.

Die Anregung des Raumes erfolgt mittels einer kleinen Stabantenne (Tx, $l = 0.33$ m, $d = 2$ mm, vgl. Abbildung 1). Die Signale werden generiert durch einen Signalgenerator Rohde&Schwarz SMT06 mit Pulsmodulation durch eine externe Quelle (Fluke PM 5139). Soweit erforderlich erfolgte eine Verstärkung des Signals mit einem Breitbandverstärker Amplifier Research AR 100W1000M1. Die Trägerfrequenz für diese Messungen betrug $f_c = 900$ MHz. Die Modulationsfrequenz $f_m = 1/T_m$ wurde über einen größeren Bereich bis hinauf zu 20 MHz variiert. Die Pulsbreite entsprach für alle Messungen der halben Periodendauer. Obere Grenze der Pulswiederholfrequenz (PRF) und das Tastverhältnis sind durch Beschränkungen der Modulationsquelle vorgegeben.

Das E-Feld im Resonator wird durch eine zweite Stabantenne (Rx) gemessen. Die Länge dieser Antenne wurde (im Vergleich zur Sendeantenne) auf $l = 0.97$ m vergrößert, um eine höhere Sensitivität zu erreichen. Die Messung der Antennenspannung erfolgte durch einen Störmessempfänger (Rohde&Schwarz ESCS30) bzw. durch einen Spektrumanalysator (Rohde&Schwarz FSP13) unter Verwendung eines guten doppelt geschirmten Kabels. Durch Vergleich mit dem über ein analog optisches Messsystem ausgekoppelten Signals (GOPI-System [6]) wurde verifiziert, dass Feldeinkopplungen in das Kabel vernachlässigt werden können.

Die unteren Kurven in Abbildung 2 zeigen die Messergebnisse für den Fall der Kopplung des pulsmodulierten Signals mit dem ersten Mode des unbeladenen Resonators. Hierbei wurde die PRF f_m so gewählt, dass $n \cdot f_m$ (n ist in der Legende der Abbildung angegeben; $2 \leq n \leq 10$) in der Umgebung von f_1 liegt. Für jede PRF f_m erhält man eine scharfe Kurve mit Maximum bei $n \cdot f_m$. In der Abbildung sind nun diese Maximalamplituden als Funktion ihrer Frequenzposition aufgetragen. All diese Frequenz-Amplituden Paare für jeweils ein n (n -te Harmonische der PRF f_m) wurden zu einer Kurve verbunden.

Die Messungen zeigen, dass die niederfrequenten Spektralanteile immer dann stark angehoben werden, wenn das n -fache der PRF f_m gerade mit einer Raumresonanz übereinstimmt. Der Effekt ist am ausgeprägtesten für $n = 2$ ($n = 1$ konnte nicht gemessen werden) und beträgt dann etwa 30 dB.

2.3 Genauere theoretische Analyse

Um einen genaueren Vergleich zwischen Theorie und Experiment für den unbeladenen Resonator durchzuführen, wird eine Frequenzbereichsdarstellung gewählt.

Der Strom in der Empfangsantenne $\tilde{J}_{Rx}$ kann dann geschrieben werden als

$$\tilde{J}_{Rx}(j\omega) = \tilde{K}_J(j\omega) \cdot \tilde{Y}_{in}(j\omega) \cdot \tilde{U}(\omega_c, \omega_m, j\omega) \quad (14)$$

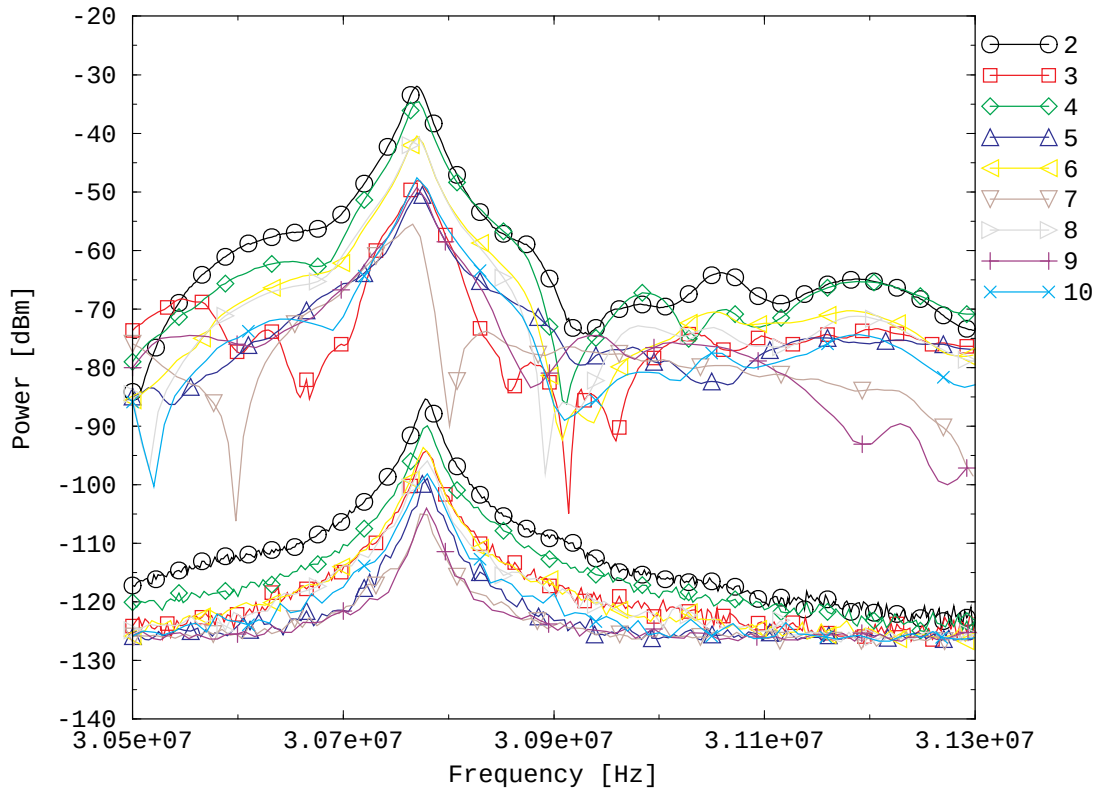


Abbildung 2: Maxima der niederfrequenten Spektralanteile für verschiedene Pulswiederholffrequenzen mit nichtlinearem (obere Graphen) bzw. ohne (untere Graphen) nichtlinearen Streuer. Die Symbole sind nur für jeden zehnten Datenpunkt gezeichnet.

Hierbei sind $\tilde{K}_J(j\omega)$ die Strom-Transferfunktion, definiert als das Verhältnis der Maxima der Stromverteilungen in der Empfangs- und Sendeantenne, $\tilde{Y}_{in}(j\omega)$ die Eingangsimpedanz der Sendeantenne und $\tilde{U}(\omega_c, \omega_m, j\omega)$ die Fourier-Transformierte des Generatorsignals an der Sendeantenne. Die Größen $\tilde{K}_J(j\omega)$ und $\tilde{Y}_{in}(j\omega)$ werden analytisch berechnet. Die hierzu verwendete Technik erlaubt die Berechnung der Antwortfunktion einer elektrisch kleinen Antenne in einem rechtwinkligen Resonator, wobei die Wechselwirkung der Antenne mit den Reflexionen ihrer eigenen Abstrahlung ebenso berücksichtigt wird wie auch die gegenseitige Verkopplung von Sende- und Empfangsantenne [5]. $\tilde{U}(\omega_c, \omega_m, j\omega)$ zeigt scharfe δ -funktionsartige Maxima für $\omega = n \cdot \omega_m$ (die experimentell gemessene Breite der Linie stimmt mit der Auflösungsbandbreite der Messung von 1 Hz überein; die wahre Breite ist somit < 1 Hz). In der Nähe der ersten Raumresonanz ω_1 (wobei $n \cdot \omega_m = \omega_1$ gelten soll) ergibt sich für das Maximum von $\tilde{J}_{Rx}(j\omega)$ somit

$$\begin{aligned} |\tilde{J}_{Rx}(j\omega)|_{\max} &= |\tilde{K}_J(jn\omega_m)| \cdot \\ &\quad \cdot |\tilde{Y}_{in}(jn\omega_m)| \cdot |\tilde{U}(\omega_c, \omega_m, jn\omega_m)| \\ &= |\tilde{J}_{Rx}(jn\omega_m)| \end{aligned} \quad (15)$$

Zur Berechnung des Wertes von $|\tilde{J}_{Rx}(j\omega)|_{\max}$ wird nun die experimentell bestimmte Amplitude $|\tilde{U}(\omega_c, \omega_m, jn\omega_m)|$ herangezogen.

Die Abbildung 3 zeigt den Vergleich dieser erweiterten Theorie mit den experimentellen Ergebnissen in der Nähe der ersten Resonanz für Frequenzen $n \cdot f_m$ mit $n = 3$. Die Leistung für die Frequenz $f = 3f_m$

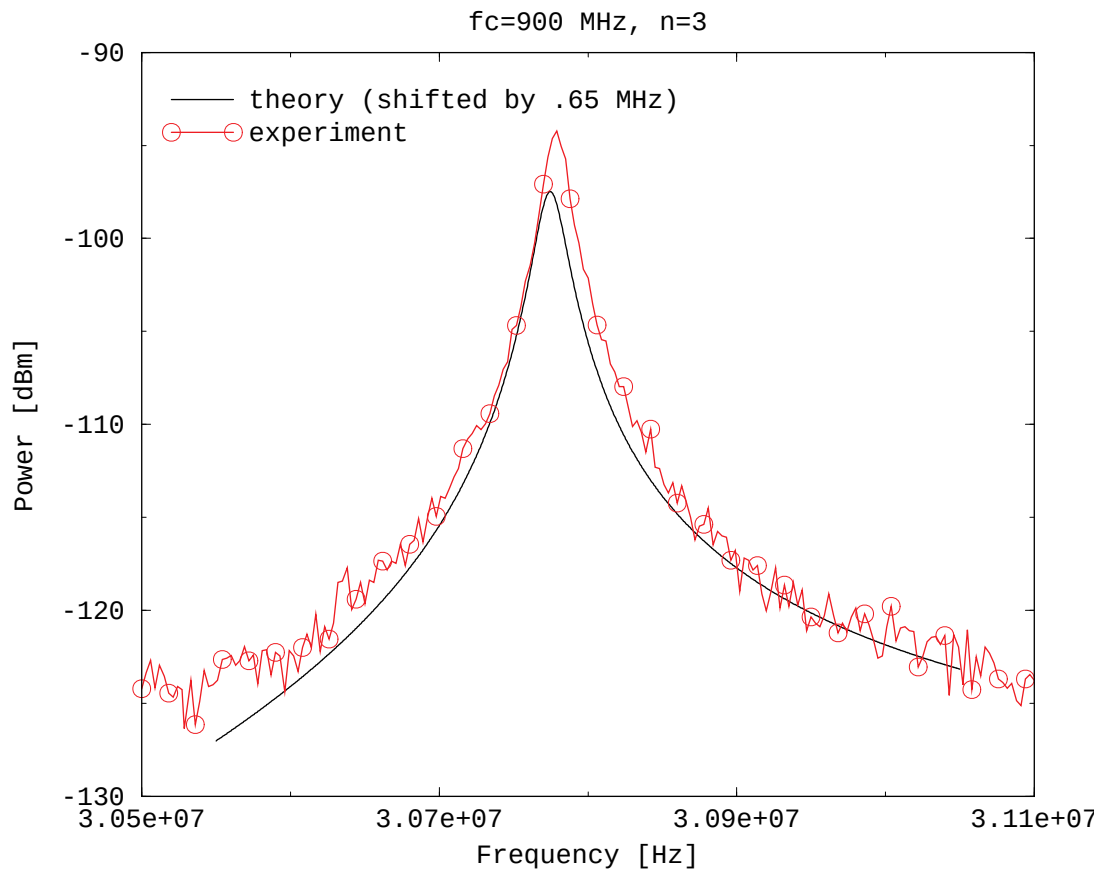


Abbildung 3: Vergleich der theoretischen Analyse mit den experimentellen Werten. Die theoretischen Daten wurden unter der Annahme eines quaderförmigen Resonators gewonnen. Die sich hieraus ergebene Verschiebung der Resonanzlage ist in der Legende angegeben.

an der Sendeantenne beträgt -68 dBm. Die Abbildung 3 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

3 Anregung des Resonators mit nichtlinearem Streuer

3.1 Experiment

In einer zweiten Serie von Experimenten wurde ein nichtlinearer Streuer im Resonator zwischen Sende- und Empfangsantenne platziert (Die Resultate sind qualitativ unabhängig von der Position des Streuers). Der verwendete Streuer ist eine Drahtschleife, in die acht Schottky-Dioden geringer Kapazität äquidistant in Reihe eingeschleift sind. Der Abstand der Dioden beträgt etwa 16 cm ($\lambda_c/2 = 16.7$ cm). Der Schleifendurchmesser ist etwa 40.7 cm. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 1 skizziert. Die übrigen experimentellen Parameter sind die gleichen wie bei den Experimenten mit der unbeladenen Kammer.

Wie vorher wurde das Spektrum für verschiedene PRF f_m vermessen. Die Resultate sind in den oberen Kurven von Abbildung 2 zusammengefasst. Der Verlauf der Kurven ist bei diesen Experimenten

n	mit Streuer	ohne Streuer	Δ / dB
2	-31.96 dBm	-85.39 dBm	53.43
3	-48.08 dBm	-94.23 dBm	46.15
4	-34.61 dBm	-89.98 dBm	55.37
5	-50.20 dBm	-98.95 dBm	48.75
6	-40.47 dBm	-93.66 dBm	53.19
7	-55.50 dBm	-105.01 dBm	49.51
8	-40.63 dBm	-95.95 dBm	55.32
9	-49.23 dBm	-104.05 dBm	54.82
10	-47.64 dBm	-98.17 dBm	50.53

Tabelle 1: Erhöhung der niederfrequenten Spektralanteile durch den nichtlinearen Streuer.

wesentlich komplexer, aber wiederum treten klare Maxima für $n \cdot f_m = f_1$ auf. Im Vergleich mit den Kurven für den unbeladenen Resonator, ist eine starke zusätzliche Erhöhung (55 dB) der niederfrequenten Spektralanteile zu beobachten. Die konkreten Werte für verschiedene n und für $f = f_1$ sind in Tabelle 1 aufgelistet.

3.2 Qualitative Erklärung des Experiments

Zur Erklärung der experimentellen Resultate wird eine Beschreibung im Zeitbereich gewählt.

Ähnlich wie im Fall der Resonatoranregung durch eine (lineare) Antenne kann die Anregung durch den nichtlinearen Streuer (Schleife mit Dioden) physikalisch modelliert werden durch harmonische Oszillatoren, die durch externe Quellen getrieben werden (vgl. Gleichung (4)). Die Lösung führt dann auf ein Faltungsintegral mit dem Kern $K(t)$ aus Gleichung. (6).

Der Effekt der Leiterschleife mit den Dioden ist im wesentlichen, dass der Strom nur in einer Richtung propagiert. Im Falle einer elektrisch kleinen Schleife ($c/f_c \gg 2R_0$, R_0 Schleifenradius) mit einer idealen Diode ergibt sich der durch ein Magnetfeld $H^{inc}(t)$ induzierte Strom $J_s(t)$ (die reflektierten Felder werden vernachlässigt) zu

$$J_s(t) = \frac{\mu_0 S}{L_a} \frac{1}{2} \cdot [|H^{inc}(t)| - H^{inc}(t)] \cos(\alpha) \quad (16)$$

Hierbei ist S die Schleifenfläche, L_a die Induktivität der Schleife und α der Winkel zwischen dem einfallenden Magnetfeld und dem Normalenvektor der Schleife.

Das Faltungsintegral (Gleichung. (5)) beinhaltet nun eine langsam veränderliche Funktion $K(t)$ und eine schnell oszillierende Funktion $J_s(t)$ (Gleichung. (16)). Im Gegensatz zum linearen Fall muss dieses Mal aber nur der negative Teil der Funktion $f(t)$ berücksichtigt werden. Daher ist die Anregung des Resonators durch eine nichtlineare Schleife um den Faktor $(\omega_c/\pi\omega_1)$ größer als die Anregung durch eine gleichgroße lineare Schleife. Zusätzlich führt die Anregung mit einem periodisch gepulsten Signal mit $nf_m = f_1$ wie vorher zu einer Erhöhung der Antwort des Resonators.

Unter Benutzung eines einfachen Koppelmodells für eine Sendeantenne und einen nichtlinearen Streuer (kleine nichtlineare Schleife) ergibt sich das Verhältnis der Amplituden des E-Felds zu

$$\frac{E_{1,z}^{nls}}{E_{1,z}^{empty}} \sim \frac{f_{sc}(\omega_c)}{r_0} \frac{\omega_c}{\omega_1} \quad (17)$$

wobei $f_{sc}(\omega_c) \sim k_c^2 R_0^3 / (\ln(8R_0/a) - 2)$ die Amplitude des an der Schleife gestreuten elektrischen Feldes ist und r_0 den Abstand zwischen Sendeantenne und Streuer bezeichnet.

Natürlich hängt das Ergebnis in Gleichung (17) davon ab, welcher Mode verwendet wird. Für kleine Streuer werden kleinere Amplituden als für große erwartet. Da im Experiment eine große Schleife verwendet wurde, ist der Wert aus Gleichung (17) sicher zu klein. Zur Behandlung großer Steuer sind zusätzliche Forschungsarbeiten nötig.

4 Schlussfolgerungen

Betrachtet wurde die Anregung eines Resonators hoher Güte mit einer Folge von Pulsen mit einem hochfrequenten Träger und einer Pulswiederholfrequenz, die ein ganzzahliger Teil der ersten Raumresonanzfrequenz ist. Durch das Abstimmen der Pulswiederholfrequenz auf die Resonanzfrequenz konnte die Anregung des Raumes um etwa 30 dB gesteigert werden. Eine zusätzliche Erhöhung der niederfrequenten Spektralanteile um weitere 55 dB konnte durch das Einbringen eines nichtlinearen Streuers demonstriert werden.

Diese — auf der Demodulation des induzierten Stroms beruhenden — Ergebnisse können generalisiert werden auf den Fall komplexerer elektronischer Systeme in metallischen Gehäusen. Darüber hinaus könnte dieser Koppelmechanismus auch für die Wechselwirkung von Systemen in Resonatoren mit denselbigen — und somit auch für den Test in Modenverwirbelungskammern — von Bedeutung sein.

Die Autoren danken Dr. C.E. Baum für hilfreiche Diskussionen.

Diese Arbeit wurde mitfinanziert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft DFG im Rahmen der Forschergruppe FOR 417.

Literatur

- [1] M. Dion, C. Gardner, S. Kashyap, "Hardening against a combined electromagnetic threat", *AGARD - Symposium of a High Power Microwaves*, Ottawa, CA, May 1994, AGARD Conference Proceeding, Vol.564, pp.20.1–20.7, Ottawa, March 1995, ISBN 92836-0012-6.
- [2] W. Ochs, "High- to low frequency conversion in nonlinear circuits: closed results in frequency and time domain", *Int. Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Magdeburg, October 5–7, 1999.
- [3] C.D. Taylor, D.V. Giri, "High-power microwave systems and effects", *Taylor&Francis*, 1994.
- [4] C.E. Baum, "A time-domain view of choice of transient excitation waveforms for enhanced response of electronic system", *Interaction Note* 560, September 2000.
- [5] S.V. Tkachenko, G.V. Vodopianov, L.M. Martinov, "Electromagnetic field coupling to an electrically small antenna in a rectangular cavity", *13th International Zurich Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility*, February 16–18 1999.
- [6] T. Steinmetz, "Analoge Glasfaser-Übertragungsstrecke für Hochfrequenz-Messsignale in der EMV", *EMV-ESD Elektromagnetische Verträglichkeit*, vol. 12, number 1, 36–39, 2001.
- [7] V.I. Kravchenko, E.A. Bolotov, N.I. Letunova, "Communication facilities and powerful electromagnetic interferences", Moscow: Radio i Svias, 1987 (in Russian).
- [8] F.M. Tesche, M.V. Ianoz, T. Karlsson, "EMC analysis and computation models", Wiley, 1997.