

Modellbildung und experimentelle Untersuchungen zum Bremsenquietschen

H. Schmieg, P. Vielsack
Universität Karlsruhe, Institut für Mechanik

1998

Institut für Mechanik
Kaiserstr. 12, Geb. 20.30
76128 Karlsruhe
Tel.: +49 (0) 721/ 608-2071
Fax: +49 (0) 721/ 608-7990
E-Mail: ifm@uni-karlsruhe.de
www.ifm.uni-karlsruhe.de

H. SCHMIEG, P. VIELSACK

Modellbildung und experimentelle Untersuchungen zum Bremsenquietschen

Es wird der Nachweis erbracht, daß das Quietschen von Scheibenbremsen unter gewissen Bedingungen durch reibinduzierte Flatterschwingungen zwischen Bremsbacken und Bremsscheibe verursacht werden kann. Die dominanten Beobachtungen an realen Bremsen können qualitativ durch ein Starrkörpermodell mit nur drei Freiheitsgraden erfaßt werden. Als Reibgesetz wird ideale COULOMB-Reibung angenommen. Es wird der Frage nachgegangen, unter welchen Bedingungen Instabilität eintritt. Der nachfolgende Grenzyklus wird nicht betrachtet. Experimentell ermittelte Kenndaten der Bremse wurden in das Modell übernommen und die theoretischen Ergebnisse durch Messungen bestätigt. Weiterhin war es möglich durch Messung der Kontaktkräfte auf den äußeren Bremsbacken den Nachweis periodisch wechselnder Normalkräfte zu erbringen und damit das gewählte Modell zu bestätigen.

Das hier ausschließlich betrachtete Bremsenquietschen tritt vorwiegend dann auf, wenn bei niedriger Fahrzeuggeschwindigkeit ($v < 20\text{km/h}$) mit nur geringem Bremsdruck p verzögert wird. Der Quietschbereich ist allerdings nicht nur von v und p abhängig, sondern sowohl von schwer zu fassenden Größen wie dem Oberflächenzustand der Reibstellen, als auch der Menge, der Verteilung und dem Zustand des eingelagerten Abriebs, einschließlich der Temperatur. Dies erschwert die Reproduzierbarkeit von Experimenten am Bremsenprüfstand erheblich.

Quietschen tritt als Geräusch innerhalb des Frequenzbereiches von ca. $1,5 \dots 15\text{ kHz}$ auf, wobei es sich meistens um ein beinahe reines, einfrequentes Signal handelt mit stark schwankender Amplitude. Insgesamt existieren im genannten Bereich nur wenige Resonanzfrequenzen.

Die Funktionsweise einer realen Bremse zeigt Bild 1. Wesentliche Komponenten sind der Sattel mit Bremszylinder, die Bremsbacken, der Träger und die Bremsscheibe. Der Sattel wird von zwei Führungsstiften über der Scheibe gehalten, die eine Bewegung quer zu dieser zulassen. Beim Tritt auf das Bremspedal werden die Beläge

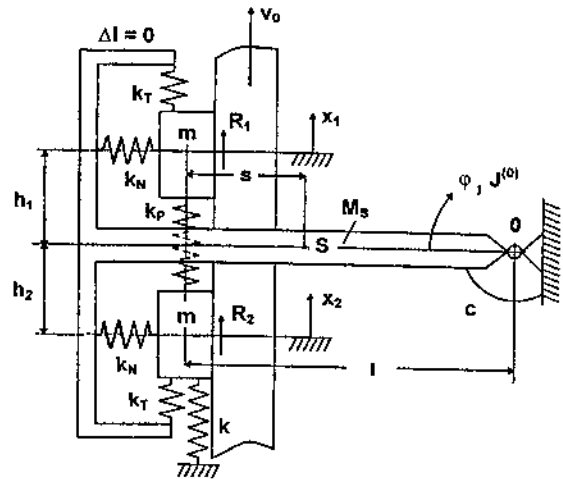
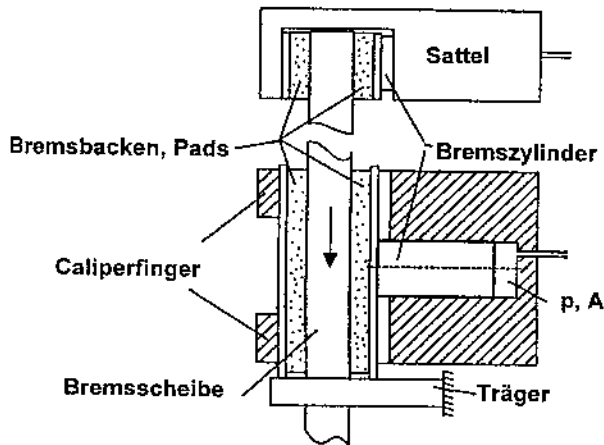


Bild 1: Funktionsprinzip einer Scheibenbremse

Bild 2: Starrkörpermodell im Grundzustand

gegen die Scheibe gezogen, von ihr mitgenommen, um sich dann auf dem Träger abzustützen. Der Träger selbst ist an der Aufhängung befestigt. Die Reibkräfte werden demnach über den Träger in das Fahrzeug eingeleitet, während der Sattel die Normalkräfte auf die Beläge aufbringt.

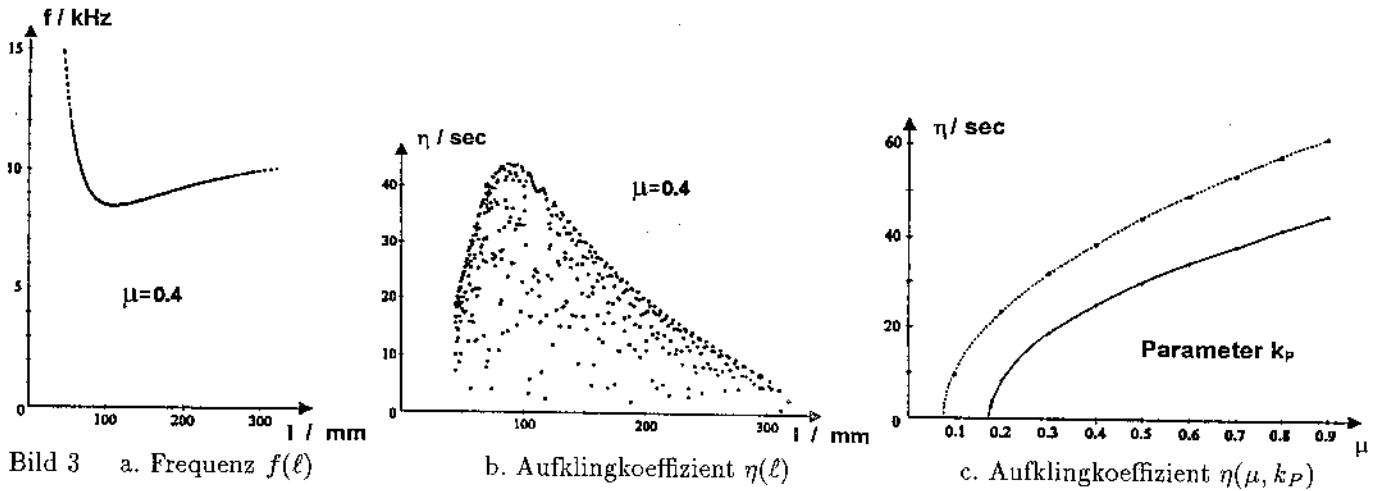
Das Starrkörpermodell der Bremse nach Bild 2 beinhaltet nur das äußere Pad, da bekannt ist, daß im wesentlichen dieses für das Quietschen entscheidend ist. Um seine elastischen Eigenschaften zu erfassen, wurde es durch zwei Massen mit Feder k_P abgebildet. Der Sattel wurde durch die T-förmige, starre Struktur erfaßt, welche um einen gedachten Momentanpol 0 mit unbestimmter Länge ℓ dreht. Die Federn k_T erfassen die Schubsteifigkeit des Pad und die Schubkontaktsteifigkeit zwischen Pad und Caliperfinger, die Federn k_N die Dehnsteifigkeit von Caliperfinger und Pad. Die Steifigkeit k ist die des Trägers, c ist die Drehfedersteifigkeit des Sattels.

Das System befindet sich zunächst im Grundzustand, d.h. die Bremsscheibe besitzt die Geschwindigkeit v_0 bei gleichzeitigem Bremsvorgang ohne daß Quietschen eintritt. Die Federn k_N , k_P und k sind demnach vorgespannt, die Koordinaten sind Null. Unter der Voraussetzung $v_0 > \dot{x}_1, \dot{x}_2$ (immer Gleiten) lauten die Bewegungsgleichungen

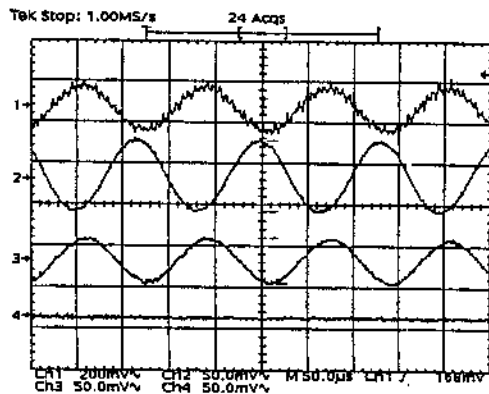
$$\begin{bmatrix} m & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 \\ 0 & 0 & J^{(0)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \\ \dot{\varphi} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} (k_T + k_P) & -k_P & -(k_T \ell + \mu k_N h_1) \\ -k_P & (k_T + k_P + k) & -(k_T \ell - \mu k_N h_2) \\ -k_T \ell & -k_T \ell & (2k_T \ell^2 + k_N (h_1^2 + h_2^2) + c) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \varphi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

Die Steifigkeitsmatrix ist unsymmetrisch, d.h. Instabilität des Grundzustandes ist möglich. Ein Exponentialansatz führt zur charakteristischen Gleichung. Die gemessenen Kennwerte des Systems werden in deren Lösungen eingesetzt, wobei die Länge ℓ als freier Parameter anzusehen ist. Es erhebt sich demnach die Frage, ob es ℓ -Werte gibt, bei denen der Realteil einer Lösung der charakteristischen Gleichungen positiv wird. Ist dies der Fall, so tritt oszillatorische Instabilität ein, wobei der Realteil des Eigenwertes den Aufklingkoeffizienten η , der Imaginärteil die Frequenz f ergibt. Für die experimentell ermittelten Kenndaten wurden solche ℓ -Werte gefunden.

Ein Auszug der numerischen Ergebnisse zeigt Bild 3. In Bild 3a ist die Quietschfrequenz f über der Momentanpollänge ℓ aufgetragen. Normal zur Bildebene von 3a muß man sich über der Kurve den Aufklingkoeffizienten nach Bild 3b vorstellen. Die dunkle Färbung der Kurve zeigt somit einen hohen Aufklingkoeffizienten an, d.h. es ist eine Frequenz von ca. 8,5 kHz zu erwarten bei einem Aufklingkoeffizienten $\eta \approx 44$ sec. Letzteres bedeutet, daß nach ca. 22 msec eine Störung um den Faktor e anwächst. Frequenz und Aufklingkoeffizient wurden experimentell bestätigt. In Bild 3c ist der Einfluß des Reibkoeffizienten μ auf η zu sehen, mit der Steifigkeit k_P als Parameter. Bei kleinen Werten von μ gibt es keine Instabilität. Dieser Bereich hängt von k_P , d.h. von der Weichheit des Pads ab.

Bild 3 a. Frequenz $f(\ell)$ b. Aufklingkoeffizient $\eta(\ell)$ c. Aufklingkoeffizient $\eta(\mu, k_P)$

Im Zustand des Quietschens zeigt der Sattel bei verschiedenen Frequenzen verschiedene Schwingungsformen, denen nicht immer ein Momentanpol zugeordnet werden kann. Im nachfolgend betrachteten Fall ist ein Vergleich von realem System und Starrkörpermodell möglich. Von Interesse ist weniger die Schwingungsform des Sattels, als

Bild 4: Messungen $n=0,5$ U/sec., $p=6,3$ bar
Ch 1 Sound, Ch 2, 3 Normalkräfte

seine Wirkung auf das äußere Pad. Ist das Starrkörpermodell brauchbar, so müssen die pulsierenden Normalkräfte in Theorie und Experiment hinsichtlich Frequenz, Amplitude und Phase näherungsweise gleich groß sein. Zum Nachweis werden zwischen Caliperfinger und Rückenplatte des äußeren Pads Piezofolien eingebracht, die rückwirkungsfrei die Normalkräfte messen. Kanal 1 von Bild 4 zeigt den Schalldruck des Quietschgeräusches, die Kanäle 2 und 3 die Kontaktkräfte. Die Frequenz beträgt 7.6 kHz, die Phase zwischen den Kräften ca. 180 Grad. Die Kraftamplituden betragen ca. 50 N, bzw. 30 N. Das Starrkörpermodell ergibt eine Phase von 180 Grad, die Quietschfrequenz beträgt in der Theorie ca. 8,5 kHz. Um die Kraftamplituden zu bestätigen, wurde der Schwingweg des Sattels nahe dem Caliperfinger gemessen. Bei dann bekannter Länge ℓ und Steifigkeit k_N berechnen sich die Normalkräfte zu 10 N. Diese Abschätzung liegt im Bereich der gemessenen Werte.

Wir bedanken uns bei den Firmen LUCAS Automotive/D-Koblenz und ROULUNDS/DK-Odense für die freundliche Unterstützung.

Anschrift: DR.-ING. H. SCHMIEG, PROF. DR. P. VIELSACK, Institut für Mechanik/Universität, D-76128 Karlsruhe