

Hydrospeicher mit Sorbentien – Verhalten, Modellierung und Diskussion

Peter F. Pelz, Tim F. Groß, Christian Schänzle

Werden Hydrospeicher in Hydrauliksystemen zur Speicherung von Energie eingesetzt, müssen bei der Auslegung und zukünftig auch im Betrieb Zeitbetrachtungen der Zustandsänderungen des Speichermediums durchgeführt werden. Neben einem hohen Wirkungsgrad sind bei mobilen Anwendungen insbesondere die Reduktion von Gewicht und Bauraum von hohem Interesse. Unter dieser Zielsetzung stellen Speicher mit Sorbentien eine innovative und vielversprechende Entwicklung dar. Das hier vorgestellte allgemeine physikalische Modell ermöglicht nunmehr die Beschreibung solcher Hydrospeicher unter Berücksichtigung der Sorptionsvorgänge. Die Ergebnisse werden anhand einer Analyse des Zeitverhaltens diskutiert und konventionellen Speichern gegenübergestellt.

1. Motivation

Hydrospeicher werden in Hydrauliksystemen für unterschiedliche Funktionen eingesetzt. Sie dienen als Energiespeicher, der Deckung eines hohen Volumenstrombedarfs, der Kompensation einer Leckage oder auch als kapazitives Element eines Helmholzresonators zur Tilgung von Druckpulsationen. In diesem Artikel soll der Hydrospeicher als Energiespeicher im Fokus stehen. Die gespeicherte Energie dient der Abdeckung von Lastspitzen des rotatorischen oder translatorischen Hydromotors (Boosten). Bei Umkehrung des Leistungsflusses arbeitet der Motor als Pumpe, so dass Bremsenergie rekuperiert werden kann. Boosten und Rekuperation dient der Verkleinerung des Antriebsaggregates und damit der Verringerung des Energieverbrauchs.

Neben dem Energieverbrauch sind bei mobilen Anwendungen insbesondere die Reduktion von Gewicht und Bauraum von übergeordnetem Interesse. Vor diesem Hintergrund werden in jüngster Zeit Speicher unter Verwendung von Sorbentien weiterentwickelt, bspw. zur Anwendung als KFZ-Luftfedern [Coa11] und als Gasdruckspeicher [Coa14]. Hierbei wird der physikalische Effekt der Ad- und Desorption für eine scheinbare Volumenvergrößerung ausgenutzt. Durch Van-der-Waals-Kräfte findet eine Anlagerung der Gasmoleküle an der inneren Oberfläche eines hochporösen Feststoffes, dem sogenannten Sorbens, statt. Der Übergang von der gasförmigen in die adsorbierte Phase ist dabei ein exothermer Prozess, d.h. es wird Energie in Form von Adsorptionswärme frei. Unter Desorption versteht man den Umkehrvorgang zur Adsorption. Die Sorptionsprozesse werden mithilfe von Sorptionsisothermen, dem funktionalen Zusammenhang zwischen Aufnahmefähigkeit des Sorbens und Systembedingungen (Druck, Temperatur), beschrieben [VDI13],[Rut84].

Inhalt dieses Artikels ist ein axiomatisches Modell für Hydrospeicher mit Sorbentien. Die Erhaltungsgleichungen für Masse und Energie werden hierfür mit entsprechenden Termen für die Sorptionsprozesse erweitert und diskutiert. Abschließend wird eine Analyse des dynamischen Speicherhaltens und ein Vergleich zu konventionellen Speicher durchgeführt. Diese Untersuchungen stehen im Kontext des Sonderforschungsbereichs 805 „Beherrschung von Unsicherheit in lasttragenden Systemen des Maschinenbaus“ an der TU Darmstadt. Die Forschung ist durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft finanziert.

2. Stand der Technik

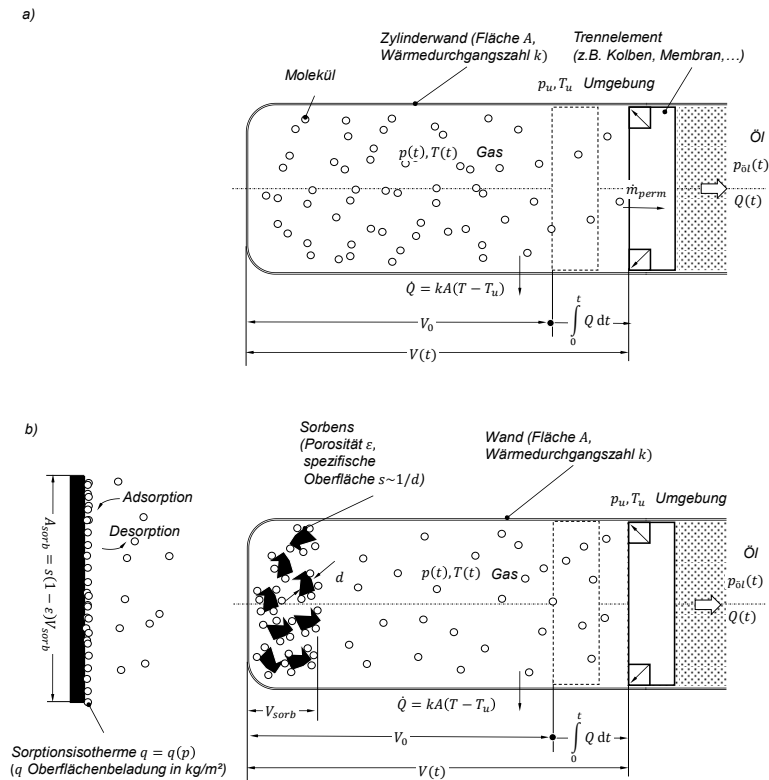


Abbildung 1: Hydrospeicher mit zwei unterschiedlichen physikalischen Wirkprinzipien: a) reine Gasexpansion, b) wie a) mit paralleler Anordnung eines Speichers in Form eines porösen Sorbens (z. B. Aktivkohle).

Der konventionelle Hydrospeicher ist in Abbildung 1 a) dargestellt: Bei Expansion sinkt der Gasdruck und - sofern die Expansion schnell genug geschieht - gleichzeitig die Gastemperatur. Bei Kompression kehrt sich der Vorgang um. Schnelle Änderungen sind solche, die in Zeiten stattfinden, die kürzer als die thermische Relaxationszeit des Systems sind. Die thermische Relaxationszeit τ ist das Verhältnis von Wärmekapazität des Gases $V_0 \rho_0 c_v$ bei konstantem Volumen bezogen auf die Wärmeleitfähigkeit kA : $\tau = V_0 \rho_0 c_v / kA$. Nimmt man an, dass der Wärmewiderstand durch den Übergang auf der Innenseite des Speichers bestimmt ist, dann ist die Wärmedurchgangszahl $k = Nu \lambda S$ mit der Nusseltzahl $Nu \approx 3$ [Pel04] [Pel09]. Hier ist λ die Wärmeleitfähigkeit von Luft und $S = A/V_0$ die volumenspezifische Oberfläche des Hydrospeichers. Mit den Ergebnissen von Pelz et al. [Pel04] [Pel09] ist die thermische Relaxationszeit also

$$\tau = \frac{V_0 \rho_0 c_v}{kA} = \frac{\rho_0 c_v}{Nu \lambda S^2} = \frac{1}{\gamma Nu a S^2},$$

mit der Temperaturleitfähigkeit $a = \lambda / (c_p \rho_0)$ des Gases und dem Isentropenexponent $\gamma = c_p / c_v$, der über das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten gegeben ist und für zweiatomige Gase den Wert $\gamma = 7/5 = 1.4$ annimmt. Erstmals wurden thermische Ausgleichvorgänge in Hydrospeichern von Otis [Oti74] untersucht und in diesem Zusammenhang die thermische Relaxationszeit hierfür als wesentliche Größe eingeführt. Bei einem kugelförmigen Hydrospeicher vom Durchmesser D ist die spezifische Oberfläche $S = 6/D$, sodass für die thermische Relaxationszeit $\tau \approx D^2 / (151.2 a)$ gilt. Mit $D = 0.2$ m und $a = 34 \cdot 10^{-7}$ m²/s (für Luft bei 7 bar und 20 °C) ergibt sich eine Relaxationszeit von $\tau \approx 78$ s. Dies ist ein typischer und durch Messungen an Luftfedern bestätigter Wert [Pel04]. Mit steigendem Vordruck und Änderung der volumenspezifischen Oberfläche werden in Anwendungen in der Ölhydraulik typischerweise Werte von $\tau \approx 100$ s erreicht. Für $D = 1$ mm sinkt die Relaxationszeit um vier Größenordnungen auf $\tau \approx 0.3$ ms. Beispielsweise sind die Zustandsänderungen in kleinen oszillierenden Gasblasen in Flüssigkeiten in der Regel isotherm [Pel09], [Pro77], [Bre95]. Zusammengefasst gilt: Alle Vorgänge, die in deutlich kürzeren Zeiten, $\Delta t \ll \tau$, stattfinden, sind adiabat und damit isentrop. Alle Änderungen, die in deutlich längeren Zeiten stattfinden, $\Delta t \gg \tau$, sind isotherm. In der

Thermodynamik ist es üblich, Prozesse in isentrope, isotherme, isochore und isobare Prozesse zu unterscheiden. Wie in der Diskussion oben deutlich wurde, ist die Unterscheidung mit einer Zeitbetrachtung verbunden. Insbesondere bei Zustandsänderungen $\Delta t \sim \tau$ ist die Unterscheidung in isentrop oder isotherm nicht möglich. Ziel ist es daher, das zeitliche Verhalten des Gaszustandes auch für $\Delta t \sim \tau$ aufzulösen. Dies gelingt über axiomatisch begründete Evolutionsgleichungen, nämlich der Kontinuitätsgleichung sowie der Energiegleichung.

3. Dynamisches Modell eines Hydrospeichers mit Sorbentien

Für die Modellierung ist Folgendes angenommen:

(i) *nulldimensionales Modell*

Die thermodynamischen Zustände werden nur als Funktionen der Zeit t aber nicht vom Ort betrachtet. Insbesondere sind der Gasdruck $p(t)$ sowie die Gastemperatur $T(t)$ im Zylindervolumen als räumlich gemittelt zu betrachten. Die räumliche Auflösung von Impuls- und Temperaturgrenzschicht ist möglich [Pel09] [Pro77], soll hier aber nicht weiter betrachtet werden.

(ii) *Zustandsgleichungen*

Das Gas wird als kalorisch und thermisch ideal betrachtet. Damit gelten die kalorischen Zustandsgleichungen für innere Energie $e = c_v T + const$, Enthalpie $h = c_p T + const$ sowie die thermische Zustandsgleichung $p = \rho R T$ mit der Dichte ρ sowie der spezifischen Gaskonstanten $R = c_p - c_v$. Eine Anpassung auf Realgas ist ohne weiteres durch die Verwendung entsprechender Realgasgleichungen möglich.

(iii) *Sorption*

Das Sorbens wird geometrisch durch die Porosität $\varepsilon := \lim_{\Delta V_{sorb} \rightarrow 0} \Delta V_{void} / \Delta V_{sorb}$ sowie durch die spezifische Oberfläche $s := \lim_{\Delta V_{sorb} \rightarrow 0} \Delta A_{sorb} / [(1 - \varepsilon) \Delta V_{sorb}]$ beschrieben (vgl. Abbildung 1 b). Bei einer Kugelschüttung bzw. einem Vliesstoff mit dem mittleren Kugel- oder Fadendurchmesser d gilt aus Dimensionsgründen $s = s_+(\varepsilon)/d$. Gasmoleküle werden adsorbiert wobei die Bindungsenergie E_A frei wird. Zur Desorption wird die Bindungsenergie aus der Umgebung der Oberfläche zugeführt. Im Gleichgewicht ist bei einer linearen Sorptionsisothermen die flächenspezifische Masse an angelagerten Molekülen q proportional dem Gasdruck: $q = q' p$, mit $q' := \partial q / \partial p|_T$ als druckspezifischer Sorbensbeladung. In der Modellbildung könnten die Gasbestandteile auch über die Partialdrücke getrennt behandelt werden. Ebenso ist es möglich die lineare Sorptionsisotherme durch nichtlineare Isothermen (z.B. Langmuir-Isotherme) zu ersetzen [Rut84] [Pro89] [Pel00].

Aus der Kontinuitäts-, Energie- und Zustandsgleichung unter den genannten drei Modellvoraussetzungen (i) bis (iii) folgt das Evolutionsmodell für den thermodynamischen Zustand des Gases im Hydrospeicher und damit für das Arbeitsvermögen. Das Modell ist eine Erweiterung des vom Erstautor entwickelten Modells zur Berechnung von Luftfedern und Luftdämpfern ADASS (Air Damping Air Spring Simulation), welches heute bei den Unternehmen Vibracoustic und Daimler zur Auslegung von pneumatischen Fahrwerkssystemen im Einsatz ist [Pel07].

Im Folgenden werden nichtlineare Kontinuitätsgleichung, Energiegleichung und Zustandsgleichung für die Prozesse dargestellt. Die Kontinuitätsgleichung führt auf die Evolutionsgleichung

$$V \frac{dq}{dt} + \rho Q + \dot{m}_{perm} = -A_{sorb} \frac{dq(p, T)}{dt}, \quad (1a)$$

wobei \dot{m}_{perm} ein Massenstrom infolge Permeation durch Membran oder Dichtung berücksichtigt. Der damit verbundene Masseverlust macht sich erst in deutlich längeren Zeiten im Vergleich zur Relaxationszeit τ bemerkbar. Durch den Term auf der rechten Seite der Kontinuitätsgleichung wird das Verhalten des Sorbens beschrieben. Die Struktur der Gleichung legt die Analogie einer Kapazität nahe: Der Fluss (hier der Massenstrom) ergibt sich dabei aus Kapazität multipliziert mit der zeitlichen Ableitung des Potentials (hier die flächenspezifische

Masse an angelagerten Molekülen). In diesem Sinne kann dem Sorbens die Rolle einer additiven Kapazität zugeschrieben werden.

In der Energiegleichung taucht zusätzlich zum Wärmestrom in die Umgebung auf der rechten Seite die Wärmequelle durch die Sorptionsvorgänge auf. Bei der Adsorption wird die Bindungsenergie E_A frei und dem Gas zugeführt, bei der Desorption wird die Bindungsenergie dem Gas mit molarer Masse M entnommen:

$$V \frac{dq c_V T}{dt} + (\varrho Q + \dot{m}_{perm}) c_p T = -kA(T - T_0) + \frac{A_{sorb} E_A}{M} \frac{dq(p, T)}{dt}. \quad (1b)$$

Dabei ist die Änderung der inneren Energie des Sorbens aufgrund der geringen Sorbensmasse in der Regel vernachlässigbar klein. Um das System zu schließen ist die thermische Zustandsgleichung (alternativ kommt hier ein Realgasfaktor zum Einsatz)

$$p = \varrho RT \quad (1c)$$

sowie das Sorptionsgleichgewicht

$$q = q(p, T) \quad (1d)$$

notwendig. Das System kann dann bei bekanntem Anfangszustand

$$p(0) = p_0, T(0) = T_0 = T_u \quad (1e)$$

gelöst werden, wenn zusätzlich noch ein Diffusionsmodell für den Permeationstrom formuliert wird. Unbekannt sind absoluter Gasdruck p , Gastemperatur T , Gasdichte ϱ und Gasvolumen V . Hierfür stehen die vier Gleichungen (1a) bis (1c) zur Verfügung. Wird beispielsweise bei einer kinematischen Erregung der Volumenstrom $Q(t)$ vorgegeben, ergibt sich das Speichervolumen V im ersten Term der Kontinuitätsgleichung und Energiegleichung über das Zeitintegral $V(t) = V_0 + \int_0^t Q(t) dt$

4. Analyse des dynamischen Verhaltens eines Hydrospeichers mit Sorbentien

Im Folgenden wird das entwickelte Modell für den speziellen Fall, bei vernachlässigter Permeation, d.h. $\dot{m}_{perm} = 0$ und bei linearer Sorptionsisothermen, d.h. $\dot{q} = q' \dot{p}$, näher betrachtet:

$$V \dot{q} + \varrho Q = -A_{sorb} q' \dot{p}, \quad (2a)$$

$$\dot{p} V + Q \gamma p + (\gamma - 1) k A (T - T_0) = (\gamma - 1) A_{sorb} \frac{E_A}{M} q' \dot{p}, \quad (2b)$$

$$p = \varrho RT, \quad (2c)$$

$$p(0) = p_0, T(0) = T_0 = T_u. \quad (2d)$$

Die inspektionelle Dimensionsanalyse [Spu92] motiviert bei einer harmonischen Erregung mit der Zykluszeit $2\pi/\Omega$ die Einführung der dimensionslosen Größen

$$p_+ := p/p_0, T_+ := T/T_0, \varrho_+ := \varrho/\varrho_0, V_+ := V/V_0, Q_+ := Q/(V_0 \Omega), t_+ := t \Omega, \quad (3)$$

sowie die dimensionslose Formulierung des Gleichungssystems (2):

$$V_+ \dot{q}_+ + \varrho_+ Q_+ + q'_+ \dot{p}_+ = 0, \quad (4a)$$

$$\dot{p}_+ V_+ + \gamma Q_+ p_+ + \frac{T_+ - 1}{\Omega_+} = E_{A+} q'_+ \dot{p}_+, \quad (4b)$$

$$p_+ = \varrho_+ T_+, \quad (4c)$$

$$p_+(0) = 1, T_+(0) = 1. \quad (4d)$$

Das Ergebnis der inspektionellen Dimensionsanalyse sind die vier dimensionslosen Parameter

$$\Omega_+ := \Omega\tau = \Omega \frac{V_0 \varrho_0 c_v}{kA}, \quad q'_+ := \frac{m_{0,\text{adsorbiert}}}{m_{0,\text{frei}}} = q'RT_0 \frac{A_{\text{sorb}}}{V_0}, \quad E_{A+} := \frac{E_A}{MRT_0}(\gamma - 1) = \frac{E_A}{M c_v T_0}, \quad \gamma, \quad (5)$$

die den Hydrospeicher eindeutig charakterisieren. Die dimensionslose Frequenz Ω_+ ist das Produkt aus Relaxationszeit τ und Erregerfrequenz Ω und kann bekanntermaßen als Maß für das zeitliche Verhalten herangezogen werden ($\Omega_+ \gg 1$ entspricht einem isentropen, $\Omega_+ \ll 1$ einem isotherm Verhalten). Die dimensionslose Sorbensbeladung q'_+ beschreibt das Sorbensmaterial und stellt das Verhältnis aus adsorbierter Gasmasse $m_{0,\text{adsorbiert}}$ und freier Gasmasse $m_{0,\text{frei}}$ bei Anfangsbedingungen dar. q'_+ ist somit ein Maß für das Sorptionsvermögen des Speichers und kann einfach durch eine Messung bestimmt werden. Die dimensionslose Bindungsenergie E_{A+} stellt das Verhältnis aus Bindungsenergie und innerer Energie bei Anfangsbedingungen dar und ist somit ein Maß für die innere Wärmequelle des Speichers. γ ist der Isentropenexponent des Gases.

Das dynamische Verhalten des Speichers lässt sich bereits mit „Papier und Bleistift“ aus Modell (4) herleiten, indem das nichtlineare Anfangswertproblem mittels Störansatz linearisiert und gleichzeitig in den Frequenzraum transformiert wird. Hierfür dient der Ansatz $p_+ = 1 + \tilde{p}_+ = \text{Re}(1 + \hat{p}_+ \exp i\Omega t)$, $q_+ = 1 + \tilde{q}_+ = \text{Re}(1 + \hat{q}_+ \exp i\Omega t)$, $T_+ = 1 + \tilde{T}_+ = \text{Re}(1 + \hat{T}_+ \exp i\Omega t)$, $V_+ = 1 + \tilde{V}_+ = \text{Re}(1 + \hat{V}_+ \exp i\Omega t)$, mit $i = \sqrt{-1}$. Aus dem Anfangswertproblem (4) folgt damit die algebraische Form für den eingeschwungenen Zustand

$$\hat{q}_+ + \hat{V}_+ + q'_+ \hat{p}_+ = 0, \quad (6a)$$

$$\hat{p}_+ + \gamma \hat{V}_+ + \frac{1}{i\Omega_+} \hat{T}_+ = E_{A+} q'_+ \hat{p}_+, \quad (6b)$$

$$\hat{p}_+ = \hat{q}_+ + \hat{T}_+. \quad (6c)$$

Das lineare Modell (6) ist als lineares Gleichungssystem darstellbar

$$\begin{pmatrix} q'_+ & 0 & 1 \\ 1 - E_{A+}q'_+ & 1/i\Omega_+ & 0 \\ 1 & -1 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{p}_+ \\ \hat{T}_+ \\ \hat{q}_+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 \\ -\gamma \\ 0 \end{pmatrix} \hat{V}_+. \quad (7)$$

Die komplexe und dimensionslose dynamische Steifigkeit \hat{p}_+/\hat{V}_+ ergibt sich mittels Cramerscher-Regel

$$\frac{\hat{p}_+}{\hat{V}_+} = \frac{\det \begin{pmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -\gamma & 1/i\Omega_+ & 0 \\ 0 & -1 & -1 \end{pmatrix}}{\det \begin{pmatrix} q'_+ & 0 & 1 \\ 1 - E_{A+}q'_+ & 1/i\Omega_+ & 0 \\ 1 & -1 & -1 \end{pmatrix}} = -\frac{1 + \gamma i\Omega_+}{1 + q'_+ + i\Omega_+(1 - E_{A+}q'_+)} \quad (8)$$

aus dem Gleichungssystem (7) und dient der Charakterisierung des Speicherhaltens. Abbildung 2 stellt in diesem Sinne die dynamische Steifigkeit in Abhängigkeit der Frequenz dar. Zunächst werden die beiden Grenzfälle näher betrachtet. Für $\Omega_+ \rightarrow 0$ (Grenzfall $\Delta t \gg \tau$, d.h. der isotherme Fall) ist der Betrag der dimensionslosen Steifigkeit $1/(1 + q'_+)$. Im Gegensatz dazu hat ein konventioneller Hydrospeicher (Abb. 1a) die Asymptote Eins. Bei einem Hydrospeicher mit Sorbentien sinkt die Steifigkeit für den betrachteten isothermen Grenzfall durch die Adsorption der Gasmoleküle. Dieses Verhalten belegt die angesprochene Wirkungsweise als zusätzlich parallel geschaltete Kapazität. Ein Hydrospeicher mit Sorbentien erreicht bei gleicher Anregung niedrigere Drücke. Für den zweiten Fall $\Omega_+ \rightarrow \infty$ (das ist der Grenzfall $\Delta t \ll \tau$, d.h. der isentrope Fall) erreicht die dimensionslose Steifigkeit den Betrag $\gamma/(1 - E_{A+}q'_+)$. Bei einem Hydrospeicher mit Sorbentien steigt also die dimensionslose Steifigkeit im Vergleich zum konventionellen Speicher, der die Asymptote γ erreicht.

Der Übergangsbereich der beiden Grenzfälle liegt bei dimensionslosen Frequenzen von $0.1 < \Omega_+ < 100$. Aus den bisherigen Ergebnissen ist ersichtlich, dass der Übergangsbereich im Falle eines Hydrospeichers mit Sorbentien einen höheren Gradienten aufweist. Die Phasenverschiebung im Übergangsbereich nimmt ebenfalls zu.

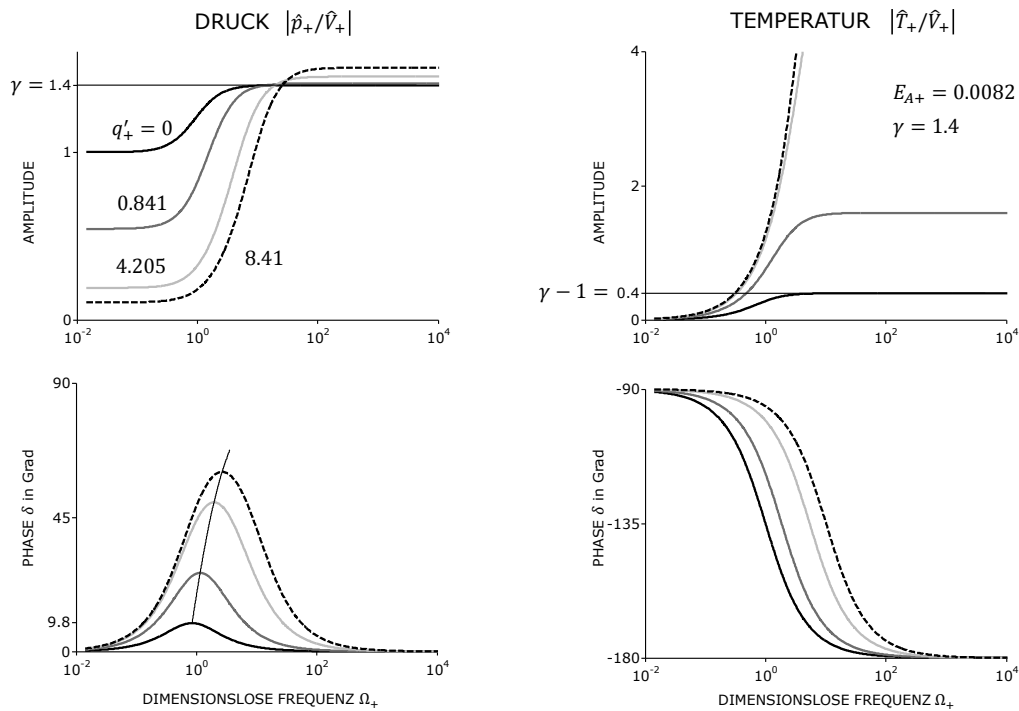


Abbildung 2: Dynamische Verhaltens (Übertragungsverhalten) eines Hydrospeichers teilgefüllt mit Sorbens.

Neben der dynamischen Steifigkeit ist in Abbildung 2 ebenfalls das Temperaturverhalten für verschiedene dimensionslose Sorbensbelastungen q'_+ über der dimensionslosen Frequenz Ω_+ aufgetragen. Die Berechnung des Temperaturverhaltens erfolgt analog unter Anwendung der Cramerschen Regel und es ergibt sich

$$\frac{\hat{T}_+}{\hat{V}_+} = -i\Omega_+ \frac{\gamma q'_+ + \gamma - (1 - E_{A_+} q'_+)}{1 + q'_+ + i\Omega_+ (1 - E_{A_+} q'_+)}. \quad (9)$$

Für $\Omega_+ \rightarrow 0$ verhält sich der Speicher wie bereits erwähnt isotherm. Für $\Omega_+ \rightarrow \infty$ steigt die Temperatur des Gases eines Speichers mit Sorbentien im Gegensatz zum konventionellen Speicher. Die Temperatursteigung ist nach Gleichung (7) stark abhängig von den Sorptionseigenschaften q'_+ und E_{A_+} . An diesem Punkt ist deutlich das Verhalten des Sorbens als Wärmequelle erkennbar.

Alternativ zur Lösung mit „Papier und Bleistift“ kann das nichtlineare Differentialgleichungssystem (4) auch numerisch gelöst werden. In diesem Fall wird eine Anregung, z. B. der Volumenstrom, vorgegeben und anschließend die Druck- und Temperaturantwort des Speichers numerisch berechnet.

Hier dient die numerische Lösung der Überprüfung der Linearisierung. Abbildung 3 zeigt dabei das aus Abbildung 2 bekannte Verhalten der Steifigkeit. Die eingetragenen Punkte stellen numerische Lösungen des nichtlinearen Differentialgleichungssystems (4) dar. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Linearisierung gerade bei kleinen dimensionslosen Anregungsfrequenzen sehr gute Ergebnisse liefert. Auch der Übergangsbereich zwischen isothermen und isentropen Verhalten wird gut abgebildet. Im Falle hoher dimensionsloser Anregungsfrequenzen kommt es jedoch zu nicht zu vernachlässigenden Abweichungen. Diese Abweichungen sind auf die nichtlinearen Terme des Modells (4) zurückzuführen, die bei zunehmender Anregungsfrequenz an Bedeutung gewinnen.

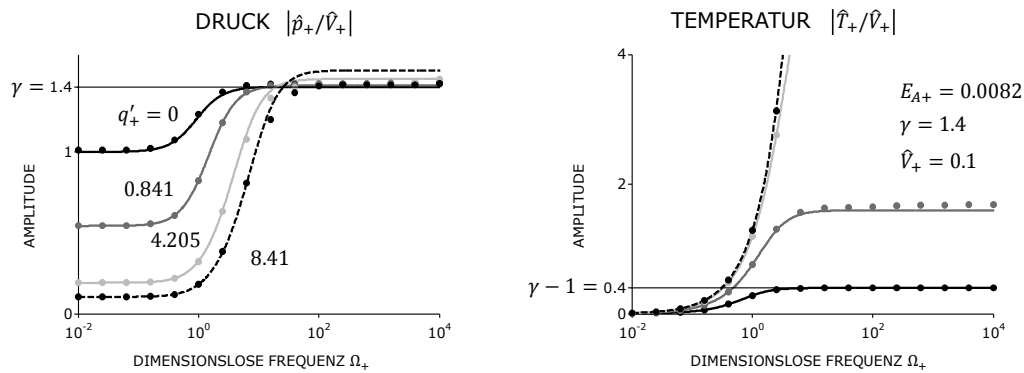


Abbildung 3: Dynamische Verhaltens (Übertragungsverhalten) eines Hydrospeichers teilgefüllt mit Sorbens. Vergleich der Linearisierung mit numerischer Berechnung des Modells.

Im nächsten Schritt wird das Speicherverhalten für die vier bereits gezeigten Sorbensbeladungen ($q'_+ = 0, 0.841, 4.205$ und 8.41) des Hydrospeichers anhand des p-V-Diagramms diskutiert. Abbildung 4 zeigt die typischen Hysteresekurven der Hydrospeicher für eine dimensionslose Frequenz von $\Omega_+ = 1$. Die blauen Kurven kennzeichnen isothermes, die roten Kurve isentropes Verhalten. Für $q'_+ = 0$ liegt der konventionelle Hydrospeicher vor, dessen Verhalten bekannt ist. Bei Druckspeichern mit Sorbentien nimmt die Druckamplitude im isentropen Fall (rote Linie) mit steigendem Sorbensanteil leicht zu. Im isothermen Fall (blaue Linie) nimmt die Druckamplitude dagegen mit steigendem Sorbensanteil ab. Dieses Verhalten wurde bereits in Abbildung 2 deutlich. Für $\Omega_+ = 1$ sind zwei Punkte des Speicherverhaltens entscheidend. Erstens fällt die Steigung der Hysterese mit zunehmendem Sorbensanteil ab und nähert sich dem isothermen Verhalten an. Dies wird ebenfalls bereits aus Abbildung 2 deutlich. Zweitens nimmt die Hystereseffläche für Hydrospeicher mit Sorbentien bei steigendem Sorbensanteil ab. Da die Hystereseffläche die Verluste durch Wärmeübertragung an die Umgebung darstellen, motiviert dieses Ergebnis eine Betrachtung des Wirkungsgrads η in Abhängigkeit der dimensionslosen Frequenz und dimensionsloser Sorbensbeladung. Otis [Oti75] stellte 1975 erstmals einen Zusammenhang zwischen Wirkungsgrad und dimensionsloser Frequenz auf und definierte dabei den Wirkungsgrad als Verhältnis aus abgegebener Arbeit W_{21} und aufgenommener Arbeit W_{12} (vgl. Abbildung 5) des Hydrospeichers

$$\eta = \frac{W_{21}}{|W_{12}|}. \quad (10)$$

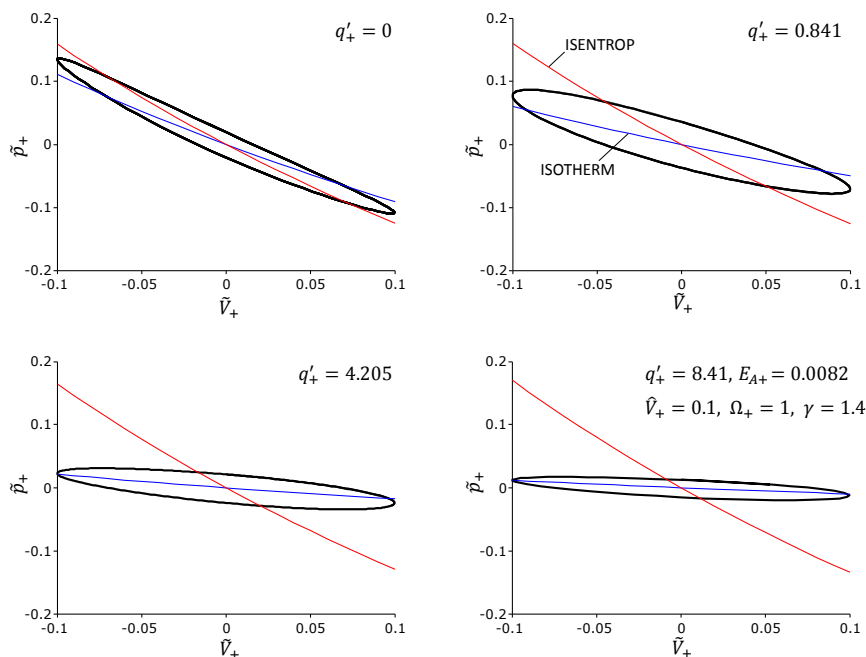


Abbildung 4: Hysteresekurven für vier verschiedene Hydrospeicher. Die rote Linie ist die isentrope Zustandsänderung, die blaue Linie ist die isotherme Zustandsänderung und die schwarze Linie die Zustandsänderung für $\Omega_+ = 1$.

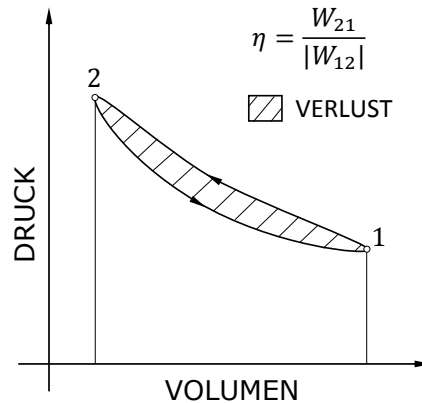


Abbildung 5: Wirkungsgrad im p-V-Diagramm [Otis75].

Abbildung 6 zeigt dementsprechend das Wirkungsgradverhalten in Abhängigkeit der dimensionslosen Frequenz für Hydrospeicher mit und ohne Sorbentien. Der Hydrospeicher ohne Sorbentien verhält sich wie bereits von Otis [Oti75] dargestellt und erreicht ein Wirkungsgradminimum für $\Omega_+ = 1$. Für Hydrospeicher mit Sorbentien lassen sich drei wichtige Erkenntnisse gewinnen: (i) Das Minimum des Wirkungsgrades des Hydrospeichers nimmt mit steigendem Sorbensanteil ab. (ii) das Wirkungsgradminimum verschiebt sich zu größeren dimensionslosen Frequenzen. (iii) Aufgrund der Verschiebung der Wirkungsgradverläufe der Hydrospeicher mit Sorbentien hin zu größeren dimensionslosen Frequenzen, schneiden sich diese mit dem Wirkungsgradverlauf des konventionellen Hydrospeichers, vgl. Abb. 6. Linksseitig dieser Schnittpunkte erreicht der Hydrospeicher mit Sorbentien folglich höhere Wirkungsgrade gegenüber des konventionellen Hydrospeichers. Für den betrachteten Fall von $\Omega_+ = 1$ tritt genau dieser Fall für eine dimensionslose Sorbensbeladung von 8.41 ein (vgl. Abb. 6).

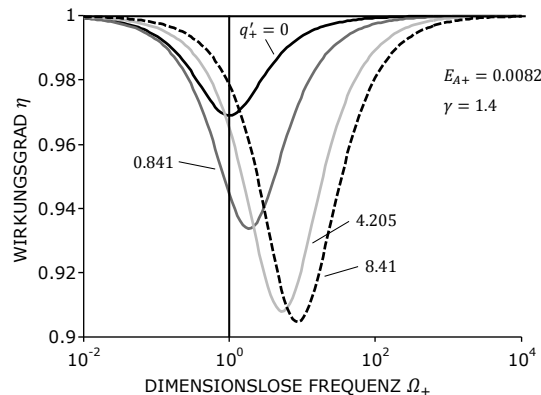


Abbildung 6: Wirkungsgradverlauf über der dimensionslosen Frequenz für verschiedene Konfigurationen.

Im Folgenden wird nun die Anwendung von Hydrospeichern mit Sorbentien näher diskutiert. Hierfür gilt es zunächst noch einmal die wichtigsten Modellannahmen sowie die bisherigen Erkenntnisse zusammenzufassen:

Annahmen

- (i) Nulldimensionale Modellierung (hydrostatische Näherung), d.h. alle Zustandsgrößen sind nur Funktionen der Zeit.
- (ii) Die Wärmekapazität des Sorbens ist als klein gegenüber der Wärmekapazität des Gases angenommen. Eine Erweiterung der Gleichung (1b) ist ohne Weiteres möglich.
- (iii) Die Permeation wird vernachlässigt (keine prinzipielle Einschränkung des Modells).
- (iv) Es wird ein ideales Gasverhalten angenommen (keine prinzipielle Änderung der Modellierung).
- (v) Es wird von einer linearen Sorptionsisothermen ausgegangen, in der keine Sättigung des Sorbens enthalten ist (keine prinzipielle Änderung der Modellierung).

Ergebnisse

- (i) Bei niedrigen dimensionslosen Frequenzen verhält sich das Sorbens als additive Kapazität und führt zu einer Abnahme der Steifigkeit des Hydrospeichers. Dieses Verhalten motiviert die Anwendung von Hydrospeichern mit Sorbentien unter dem Aspekt der Bauraumreduktion.
- (ii) Die Aufwärmung des Speichers mit Sorbentien bei hohen dimensionslosen Frequenzen sowie die höhere Steifigkeit gilt es vom Anwender zu berücksichtigen.

Vor diesem Hintergrund zeigt Abbildung 7 das Zeitverhalten des gleichen Hydrospeichers je mit und ohne Sorbentien. Im linken Diagramm ist der Druckverlauf für eine Anregung mit einer dimensionslosen Frequenz von $\Omega_+ = 0.1$ dargestellt. Im Druckverlauf ist zu erkennen, dass ein Speicher mit Sorbens eine geringere Druckamplitude aufweist als der konventionelle Speicher. Im rechten Diagramm wird der gleiche konventionelle Hydrospeicher einem Hydrospeicher mit Sorbentien und halber Baugröße und ansonsten gleichen Parametern gegenübergestellt. Hierbei zeigt sich, dass die Druckamplituden nahezu identisch sind. Ein Hydrospeicher mit Sorbentien und reduzierter Baugröße kann folglich eine Alternative zu konventionellen Speichern darstellen.

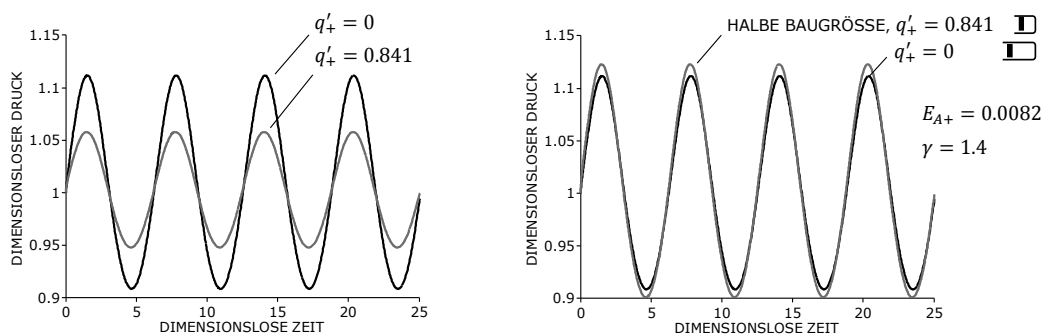


Abbildung 7: Zeitverhalten eines Hydrospeichers mit (graue Linie) und ohne (schwarze Linie) Sorbens mit identischer Baugröße (links) und Sorbensspeicher mit halber Baugröße (rechts). Die dimensionslose Frequenz Ω_+ beträgt 0.1.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Im Hinblick auf die Reduktion von Gewicht und Bauraum hydraulischer Systeme stellen Hydrospeicher mit Sorbentien eine innovative und vielversprechende Entwicklung dar. Im Rahmen dieses Artikels wird eine allgemeine Modellbeschreibung für diese neuartigen Hydrospeicher entwickelt. Die Ergebnisse zeigen, dass Hydrospeicher mit Sorbentien bei niedrigen dimensionslosen Frequenzen (d.h. im isothermen Grenzfall) weicher, bei hohen Frequenzen (d.h. im isentropen Grenzfall) steifer als konventionelle Hydrospeicher sind. Ferner muss die Aufwärmung des Hydrospeichers mit Sorbentien bei hohen dimensionslosen Frequenzen berücksichtigt werden.

Ein relevanter Anwendungsfall für Hydrospeicher mit Sorbentien liegt bei kleinen dimensionslosen Frequenzen vor. Durch die Verwendung einer kleineren Baugröße mit Sorbens kann das Verhalten eines konventionellen Speichers größerer Baugröße erzielt werden. Prinzipiell gilt es zu beachten, dass ein Betrieb im Übergangsbereich von isotherm nach isentrop zu vermeiden ist. Durch die starken Gradienten im Übertragungsverhalten können leichte Änderungen der Anregungsfrequenz zu steigenden Druck- bzw. Temperaturamplituden führen.

Der nächste Schritt ist - entsprechend der dargestellten Idee - eine Prototypenentwicklung eines Hydrospeichers mit Sorbentien zur Validierung der Modellierung. Eine Herausforderung besteht außerdem in der Charakterisierung von geeigneten Sorbentien. Diese Untersuchungen werden im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 805 „Beherrschung von Unsicherheit in lasttragenden Systemen des Maschinenbaus“ der TU Darmstadt durchgeführt.

Danksagung

Die Autoren danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft DFG für die Finanzierung dieser Forschung im Sonderforschungsbereich (SFB) 805 „Beherrschung von Unsicherheit in lastragenden Systemen des Maschinenbaus“.

Symbolverzeichnis

Die erste Spalte der folgenden Liste zeigt die im Text verwendeten Symbole für die auftretenden physikalischen und mathematischen Größen. In der zweiten Spalte wird die Bedeutung des Symbols beschrieben. Die Dimensionsformel jeder physikalischen Größe ist als Potenzprodukt der Basisgrößen Länge (L), Masse (M), Zeit (T), Stoffmenge (N) und Temperatur (Θ) in Spalte 3 angegeben. Dimensionslose Größen sind mit einem Plus, Störgrößen mit einer Tilde bzw. einem Dach gekennzeichnet.

Symbol	Bedeutung	Dimension
a	Temperaturleitzahl	$L^2 T^{-1}$
A	Zylinderoberfläche	L^2
A_{Sorb}	Oberfläche des Sorbens	L^2
c_p	spezifische isobare Wärmekapazität	$L^2 T^{-2} \Theta^{-1}$
c_v	spezifische isochore Wärmekapazität	$L^2 T^{-2} \Theta^{-1}$
d	typische Länge des Sorbens	L
δ	Phasenwinkel	1
D	Druckspeicherdurchmesser	L
e	innere Energie	$L^2 T^{-2}$
E_A	Bindungsenergie	$L^2 M T^{-2} N^{-1}$
η	Wirkungsgrad	1
h	Enthalpie	$L^2 T^{-2}$
i	imaginäre Einheit	1
k	Wärmedurchgangszahl	$MT^{-3} \Theta^{-1}$
M	Molmasse	MN^{-1}
\dot{m}_{perm}	Massenstrom infolge Permeation	MT^{-1}
n	Polytrophenexponent	1
Nu	Nußeltzahl	1
p	Speicherdruck	$L^{-1} M T^{-2}$
p_0	Referenzdruck	$L^{-1} M T^{-2}$
$p_{öl}$	Öldruck	$L^{-1} M T^{-2}$
p_u	Umgebungsdruck	$L^{-1} M T^{-2}$
q	flächenspezifische Masse angelagerter Gasmoleküle, Beladung	$L^{-2} M$
Q	Speichervolumenstrom	$L^3 T^{-1}$
\dot{Q}	Wärmestrom	$L^2 M T^{-3}$
R	spezifische Gaskonstante	$L^2 T^{-2} \Theta^{-1}$
s	spezifische Oberfläche des Sorbens	L^{-1}
S	spezifische Oberfläche des Speichers	L^{-1}
t	Zeit	T
T	Gastemperatur im Hydrospeicher	Θ

T_0	Referenztemperatur	θ
T_u	Umgebungstemperatur	θ
V	Speichervolumen	L^3
V_0	Speichervolumen im Arbeitspunkt, Referenzvolumen	L^3
V_{Sorb}	Feststoffvolumen des Sorbens	L^3
V_{void}	Hohlraumvolumen des Sorbens	L^3
γ	Isentropenexponent	1
ε	Sorbens-Porosität	1
λ	Wärmeleitfähigkeit	$LMT^{-3}\theta^{-1}$
ρ	Dichte	$L^{-3}M$
ρ_0	Dichte im Referenzzustand	$L^{-3}M$
τ	thermische Relaxationszeit	T
Ω	Anregungsfrequenz	T^{-1}

Literaturverzeichnis

- [Bre95] C. E. Brennen: *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, 166, Fig. 6.1., 1995
- [Coa11] Coakley, J. F.; Stephen, E. A.: *Luftfeder*, EP000002629990A1, Carbon Air Limited, eingereicht am 21.10.2011
- [Coa14] Coakley, J. F.; Gustavo, R.: *Pressurised gas storage apparatus for use as gas source in a pneumatic device*, WO2015173545 A1, Carbon Air Limited, eingereicht am 12.05.2014
- [Oti74] D.R. Otis: *New developments in predicting and modifying performance of hydraulic accumulators*. Nat. Conf. on Fluid Power, 30th Ann. Mtg. Chicago, Proc., vol. 28, pp 602-606, 1974
- [Oti75] F.T. Elder, D.R. Otis: *Accumulators: The Role of Heat Transfer in Fluid Power Losses*. Proc. 4th International Fluid Power Symposium, 1975
- [Pel00] P.F. Pelz: *Über die Strömungsmechanik in chromatographischen Säulen*. Dissertation TU Darmstadt, 2000
- [Pel04] P. F. Pelz, J. Buttenbender: *The dynamic stiffness of an air-spring*. ISMA2004, Leuven, 2004
- [Pel07] P.F. Pelz, M. Mess: *Luftfederung und Luftdämpfung im Spannungsfeld zwischen Komfort*. Dynamik und Sicherheit, Automobil Technische Zeitung, 109 (03), 2007
- [Pel09] P. F. Pelz, A. Ferber: *On pressure and temperature waves within a cavitation bubble*. CAV2009 paper No. 57, An Arbor, 2009
- [Pro77] A. Prosperetti: *Thermal effects and damping mechanisms in the forced radial oscillations of gas bubbles in liquids*. J. Acoust. Soc. Am. 61, 17-28, 1977
- [Pro89] R. F. Probstein: *Physicochemical Hydrodynamics*. Butterworth-Heinemann, 1989
- [Rut84] D. M. Ruthven: *Principles of Adsorption and Adsorption Processes*. Wiley, 1984
- [Spu92] Spurk, J.H.: *Dimensionsanalyse in der Strömungslehre*, Springer-Verlag, Berlin, Germany 1992
- [VDI13] VDI 3674: *Abgasreinigung durch Adsorption - Prozessgas- und Abgasreinigung*, Beuth Verlag, 2013

Autoren

Tim F. Groß, M.Sc. und Dipl.-Ing. Christian Schänzle sind Mitarbeiter der TU Darmstadt, Institut für Fluidsystemtechnik (FST). Univ.-Prof. Dr.-Ing. Peter Pelz ist Institutsleiter und Sprecher des Sonderforschungsbereichs 805 „Beherrschung von Unsicherheit in lasttragenden Systemen des Maschinenbaus“.