Perau, Eugen (2001): Messung von Drücken - Theorie und Experiment,
Tagungsband zum Zweiten Workshop **"Teilgesättigte Böden", Weimar** 2000, Bauhaus-Universität Weimar, Schriftenreihe Geotechnik, Heft 04, S. 25-33,
download über **www.uni-due.de/geotechnik/** email: **eugen.perau@uni-due.de**

Messung von Drücken – Theorie und Experiment

Dr.-Ing. Eugen Perau

Universität Essen, Fachbereich Bauwesen, Grundbau und Bodenmechanik
45117 Essen, Tel. 0201-183-2859, email: eugen.perau @ uni-essen.de

1 Einführung

In der Hydromechanik, der Geotechnik wie in der Bodenkunde ist häufig von Drücken verschiedenster Art die Rede. Insbesondere bei Fluiden – wie Wasser oder Luft – in Böden tauchen Begriffe wie Wasserdruck, Luftdruck, Saugspannung, Kapillarspannung, Matrixpotential .... auf, die allesamt mit großer Selbstverständlichkeit verwendet werden. Bei teilgesättigten Böden sind entsprechende Begriffe in erster Linie an Messungen und Meßverfahren und viel weniger an Gleichungen und deren physikalischen Größen orientiert. Hinzu kommt, daß die verschiedenen Disziplinen, die sich mit fluidgefüllten porösen Medien beschäftigen, jeweils ihre eigene Nomenklatur besitzt.
Auf der anderen Seite erscheint die Literatur der theoretischen Physik und Mechanik als eine geschlossene und für den geotechnischen und bodenkundlichen Anwender abgeschottete Welt von Formeln und Gedanken, die mit der Welt der Anwender und Versuchstechniker aus Geotechnik und Bodenkunde kaum in Interaktion tritt.
Es erscheint mir eine dringliche Aufgabe, diese beiden Welten zusammenzuführen, vor allem um das Wissen der Mechanik für die anwendungsorientierten Fächer zu erschließen. Die logische Struktur der „Theoretischen Mechanik“ sollte bei der Neuordnung von Begriffen vor allem für die Mechanik der teilgesättigten Böden als Maßstab und Orientierung dienen.
Dieser Artikel will einen kleinen Beitrag zu dieser großen Aufgabe leisten. Er befaßt sich mit einem Aspekt der Mechanik der teilgesättigten Böden: den Drücken der Fluide im Boden. Dabei steht die Interpretation von mechanischen Größen im bodenmechanischen Sinne vorn an. Ohne eine solche Interpretation ergäben Messungen in der Bodenmechanik keinen tieferen Sinn.

2 Grundlagen

In einem einfachen mechanischen Modell besteht der Boden aus drei Phasen: dem festen Korngefüge, dem flüssigen Wasser und der gasförmigen Luft. Diese können sich grundsätzlich frei voneinander bewegen, stehen jedoch in einer noch näher zu definierenden Wechselwirkung zueinander. Aufgabe der Mechanik ist es hier, die Bewegung der drei Phasen mittels Gleichungen zu beschreiben; dabei sind auch die Wechselwirkungen zu spezifizieren.
Man unterscheidet bei der Beschreibung von Bewegungsprozessen mikroskopische und makroskopische Betrachtungsweisen. Bei der mikroskopischen Beschreibung wird die genaue Bahn einzelner Teilchen beschrieben. Diese Betrachtungsweise kommt aufgrund des unregelmäßigen Aufbaus des Bodens, vor allem der Form und Anordnung einzelner Bodenkörner und Poren für geotechnische Aufgaben nicht in Betracht.
Die makroskopische Betrachtungsweise ignoriert die wirr erscheinenden Bewegungen einzelner Teilchen und betrachtet nur die Bewegungen idealisierter „materieller Punkte“. Sie beschreibt deshalb die physikalischen Prozesse auf einer gröberen Skala.

Wohl alle praktizierten geotechnischen Berechnungen bedienen sich der makroskopischen Betrachtungsweise.
So wie die gewöhnliche Kontinuumsmechanik in makroskopischer Betrachtung die Bewegung *einer* Phase beschreibt (vgl. Truesdell/Noll, 1992), so beschreibt die Theorie poröser Medien (vgl. Ehlers, 1989) ein Mehrkomponentenkontinuum, das heißt die Bewegung mehrerer Phasen in einem Kontinuum. Die einzelnen Phasen werden dabei im Sinne der makroskopischen Betrachtung überlagert, so daß nicht mehr entscheidbar ist, an welcher Stelle genau welche Phase sich befindet. Diese Überlegung ist für die Interpretation von Drücken von Bedeutung. Für kontinuumsmechanische Gleichungen sind nämlich letztlich nur makroskopische Größen von Belang. Die Messung mikroskopischer Größen bedürfen einer – nicht besonders einfachen – Interpretation.
Um die Errungenschaften der Mechanik besser nutzen zu können, empfehle ich für die Spannungen die Übernahme von Tensorschreibweise und Vorzeichenkonvention der Mechanik. Normalspannungen sind also bei Zug positiv.

3 Konstitutive Beziehungen für die Spannung eines Fluids

Die rationale Mechanik (vgl. z.B. Truesdell/Noll, 1976, Ehlers, 1989) setzt die Gültigkeit verschiedener Gleichungen, wie die der Erhaltung von Masse, Bewegungsgröße und Energie voraus. Um das mechanische Verhalten eines spezifischen Stoffes zu beschreiben, sind zwischen den einzelnen physikalischen Größen zusätzliche Beziehungen aufzustellen, so daß die Anzahl von Variablen und Gleichungen letztlich identisch ist. Diese zusätzlichen Gleichungen sind die konstitutiven Beziehungen.
Legen wir in einem ersten Schritt ein Kontinuum zugrunde, das nur aus einem Fluid, also zum Beispiel Luft oder Wasser, besteht. Hier ist lediglich eine konstitutive Beziehung für den Spannungstensor zu formulieren. Dieser kann zum Beispiel von der Dichte, der Temperatur oder dem Geschwindigkeitsgradienten abhängen. Die einfachstmögliche konstitutive Beziehung ist die eines *idealen Fluids*. Der Spannungstensor dieses Fluids sieht folgendermaßen aus:

$$\underline{\boldsymbol{T}}_F = -p_F \cdot \underline{\boldsymbol{I}} = \begin{bmatrix} -p_F & 0 & 0 \\ 0 & -p_F & 0 \\ 0 & 0 & -p_F \end{bmatrix} \qquad (1)$$

Die Schubspannungen sind null und die Normalspannungen in allen Richtungen gleich. Alle Richtungen sind auch Hauptspannungsrichtungen mit dem Hauptwert $-p_F$, wobei p_F positiv ist. Nur bei einem derartigen Spannungszustand kann wirklich von einem „Druck“ die Rede sein.
Es gehört zu der konstitutiven Beziehung für den Spannungstensor, auch den Druck p_F in Abhängigkeit der konstitutiven Variablen zu bestimmen. Wir kennen hier zum Beispiel das Boyle-Mariottesche Gesetz, das den Gasdruck von der Dichte ρ_F und der absoluten Temperatur abhängig macht:

$$p_F = \rho_F \cdot R \cdot T \qquad (2)$$

Für Luft beträgt diese Konstante R etwa $287 \dfrac{N \cdot m}{kg \cdot K}$ (vgl. z.B. Fredlund, 1976).

Hier zeigt sich, daß es sich bei p_F um einen *absoluten* Druck handeln muß, der nicht etwa in Differenz zum atmosphärischen Luftdruck angegeben werden sollte. In unserer Atmosphäre beträgt p_F also etwa 1013 hPa.
Bei einem inkompressiblen Fluid – als solches beschreiben wir in der Geotechnik das Wasser – ist p_F nicht konstitutiv festlegbar. Die Dichte ρ_F fällt als Feldvariable weg, da sie nur einen konstanten Wert einnehmen kann. Jetzt tritt der Druck p_F als eine Feldvariable auf und muß mittels Randbedingungen bestimmt werden. Das zuvor geschilderte Problem der Unterscheidung zwischen absolutem Druck und dem Druck bezogen auf den atmosphärischen kennen wir hier, wie in der Bodenmechanik der wassergesättigten Böden, nicht, da nur der Gradient aber nicht die Größe des Drucks sich auf die Bewegung auswirkt. Die Unterscheidung zwischen absoluten und relativen Drücken ist bei einem teilgesättigten Boden elementar, da diese per Definition bereits Luft enthalten. Es empfiehlt sich also, unter „Druck“ stets den *absoluten Druck* zu verstehen.

Als ideale Fluide behandeln wir zum Beispiel Luft bei Problemen der Schallausbreitung oder auch Wasser in Böden. In der Hydromechanik wird Wasser aber nicht als ideales Fluid sondern als *Newtonsches Fluid* beschrieben. Diese zeichnen sich durch einen linearen Zusammenhang zwischen den Schubspannungen innerhalb des strömenden Fluids und den Komponenten des Geschwindigkeitsgradienten quer zur Strömungsrichtung aus (Bear, 1972):

$$\tau_{yx} = \eta_F \frac{\partial v_x}{\partial y} \tag{3}$$

Die Proportionalitätskonstante zwischen Schubspannung und Geschwindigkeitsgradient ist die dynamische Viskosität η_F. Eine verallgemeinerte, mechanisch einwandfreie Schreibweise für diese Beziehung findet sich in Truesdell/Noll (1992), sie geht von Stokes Ideen aus:

$$\underline{\boldsymbol{T}}_F = -p_F \cdot \underline{\boldsymbol{I}} + \lambda_F \cdot \left(\operatorname{trace} \underline{\boldsymbol{D}}_F\right) \cdot \underline{\boldsymbol{I}} + 2 \cdot \eta_F \cdot \underline{\boldsymbol{D}}_F \tag{4}$$

Der Spannungstensor wird hier in linearer Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsgradienten $\underline{\boldsymbol{D}}_F$ formuliert. Dieses stellt eine Verallgemeinerung des bekannten Stokeschen Gesetzes dar. Auffällig ist, daß in Unterschied zu (3) zwei Materialkonstanten, λ_F und η_F, vorliegen. Mit Stokes fragwürdiger Hypothese, es gelte immer näherungsweise $\lambda_F = -\tfrac{2}{3} \cdot \eta_F$ (vgl. Truckenbrodt, 1968) folgt aus (4):

$$\underline{\boldsymbol{T}}_F = -p_F \cdot \underline{\boldsymbol{I}} + 2 \cdot \eta_F \cdot \left(\underline{\boldsymbol{D}}_F - \tfrac{1}{3} \operatorname{trace} \underline{\boldsymbol{D}}_F \cdot \underline{\boldsymbol{I}}\right) \tag{5}$$

Darin ist mit η_F nur noch die dynamische Zähigkeit als Stoffparameter und mit dem Klammerausdruck der deviatorische Anteil von $\underline{\boldsymbol{D}}_F$ enthalten. Diese konstitutive Gleichung ergibt zusammen mit den Erhaltungsgleichungen für Masse und Bewegungsgröße die Navier-Stokesche Gleichung zur Beschreibung von laminaren, zähigkeitsbehafteten Strömungen (vgl. Truckenbrodt, 1968). Eine solche konstitutive Gleichung für den Spannungstensor ist demnach für hydrodynamische Berechnungen Voraussetzung. Von einem „Druck“ kann hier nur noch bedingt die Rede sein, nämlich nur dann, wenn wir die Größe p_F meinen, die dem Spannungstensor aber nur einen Anteil liefert.

4 Die Spannung eines Fluids im porösen Medium

Für die Geotechnik ist es im allgemeinen wichtiger, über Bewegung und Druck des Wassers im Boden bescheid zu wissen als über Bewegung und Druck der Luft. Deshalb widmen wir uns hier dem Wasser, welches hier zunächst als Newtonsches Fluid angesetzt wird.

4.1 Konstitutive Beziehungen und Vereinfachung

Wasser spielt in vielen Anwendungsfällen der Geotechnik eine wichtige Rolle. Es erscheint hier meistens im Boden, mitunter aber auch als freistehende oder –strömende Flüssigkeit.
Freiströmendes Wasser liegt zum Beispiel vor, wenn Deiche von Wasser überströmt und infiltriert werden (Richwien, Weißmann, 1999). Meistens kann aber in der Geotechnik auch das freiströmende Wasser als statisch angenommen werden. Dieses wird zum Beispiel bei einem Flußdeich der Fall sein, an dem Hochwasser ansteht; das Flußwasser fließt mit vergleichsweise geringer Geschwindigkeit vorüber. Dann verschwindet der Geschwindigkeitsgradient näherungsweise; es gilt also hier praktisch $\underline{\boldsymbol{D}}_{\mathrm{F}} = \underline{\boldsymbol{0}}$ und damit $\underline{\boldsymbol{T}}_{\mathrm{F}} = -\mathrm{p}_{\mathrm{F}} \cdot \underline{\boldsymbol{I}}$. Die Zähigkeit als Parameter ist dann uninteressant und die Fluidspannung läßt sich als Druck beschreiben.
Bei Wasser als strömendes Fluid im *Boden* vernachlässigen wir die deviatorischen, also die nicht hydrostatischen Anteile, d. h. wir rechnen mit $\eta_{\mathrm{F}} = 0$ und es ergibt sich ebenfalls $\underline{\boldsymbol{T}}_{\mathrm{F}} = -\mathrm{p}_{\mathrm{F}} \cdot \underline{\boldsymbol{I}}$. Hier ist p_{F} ein Druck, der aus der Summe von „Porenwasserdruck" und atmosphärischem Luftdruck besteht. Das fällt in der klassischen Bodenmechanik nicht ins Gewicht, da p_{F} nur unter dem Gradient in der Bewegungsgleichung auftritt und der Gradient p_{F} dem vom Porenwasserdruck gleich ist.

Die Frage muß aber erlaubt sein: Warum berücksichtigen wir also die deviatorischen Anteile des Spannungstensors des Wassers im Boden nicht, wo diese doch in der Hydromechanik eine entscheidende Rolle spielen? Die Antwort ist recht einfach: im Unterschied zur Wasserströmung der Hydromechanik wird die Wasserströmung der Geotechnik durch die Widerstandskräfte des Korngefüges gegen diese Strömung dominiert. Diese Widerstandskräfte, die reactio auf die „Strömungskräfte", dämpfen die Strömung so stark, daß die Divergenz der deviatorischen Anteile des Spannungstensors in der Bewegungsgleichung vernachlässigbar sind. Das gleiche gilt auch für die Massenträgkeitskräfte, die in der Hydromechanik ebenfalls eine wichtige Rolle spielen, in der Geotechnik aber vernachlässigt werden (vgl. Perau, 2000).
Dennoch spielt die Zähigkeit des Wassers bei der Durchströmung von Böden eine wichtige Rolle. Dieser Einfluß beim gegenseitigen Durchdringen der Phasen läßt sich mit mikroskopischen Effekten erklären. Er entsteht vor allem dadurch, daß die Fluidteilchen sich um die Körner herum bewegen müssen. Dadurch entstehen örtlich veränderliche Geschwindigkeitsgradienten. Die Geschwindigkeitsgradienten auf *Mikro*ebene sind deshalb – mitunter im Gegensatz zu denen auf *Makro*ebene – verschieden von $\underline{\boldsymbol{0}}$. Wir berücksichtigen diesen Effekt, indem wir die Zähigkeit in die Widerstandskräfte infolge Durchdringung einbeziehen – das entspricht dem Darcyschen Gesetz (Perau, 2000).

4.2 Messung des Fluiddrucks

Was genau messen wir nun, wenn wir den Fluiddruck messen? Bei einem Fluid *außerhalb* eines porösen Mediums, müssen wir uns unter anderem darüber im klaren sein, daß wir ein sich eher schnell bewegendes Fluid in seiner Bewegung sehr stark stören und so etwas wie einen „Druck“ messen, der nur wenig mit dem zu tun hat, den wir suchen. Ganz abgesehen davon, daß wir nur einen Druck und keine deviatorischen Anteile messen.

Bei der Bewegung eines Fluids *im Boden* tritt dieses Problem nicht so stark in Erscheinung, dieses ergibt sich bereits aus der Tatsache, daß wir die deviatorischen Spannungsanteile vernachlässigen.

Wenn wir einen Fluiddruck im Boden messen, schaffen wir in diesem porösen Medium eine kleine Kammer, in dem nur das Fluid eindringen kann; diese Kammer wird vor der Kraftwirkung des festen Korngefüges abgeschirmt, so daß nur das Fluid eine Kraft auf die in der Kammer liegende Membran ausüben kann. Die Verformung der Membran wird dann in eine elektrische Größe umgewandelt, verstärkt und angezeigt. Der absolute Druck, den wir suchen, ergibt sich aus der Summe des so gemessenen Drucks und dem Druck, der auf der anderen Seite der Membran wirkt, das ist meistens der atmosphärische Luftdruck. Einen Sinn ergibt ein derartiges Verfahren jedoch nur mit einer entsprechend abschirmenden Kammer, die zudem auch hinreichend klein sein muß. Ansonsten würde sie einen ungewollten Kurzschluß bewirken.

5 Drücke bei zwei Fluiden im porösen Medium

Die Beschreibung des mechanischen Verhaltens von zwei oder gar mehreren Fluiden in einem porösen Medium ist weitaus schwieriger als die *eines* Fluides in einem porösen Medium. Hier treten zusätzliche Phänomene auf, wie zum Beispiel die Kapillarität oder die Kapillarkohäsion. Die Wechselwirkungen zwischen den beiden Fluiden und dem Korngefüge sind vielfältiger Art und hängen – beschränken wir uns hier der Einfachheit halber auf die Fluide Wasser und Luft in Böden – sehr von der Art des Bodens und speziell von der Größe und Form seiner Poren ab. So verwundert es nicht, daß hier entsprechende Berechnungen von Rand- und Anfangswertproblemen und auch das Messen von physikalischen Größen wie Drücken mehr Probleme aufwerfen als bei einer Einphasenströmung.

5.1 Konstitutive Beziehungen

Entsprechend kompliziert und vielfältig sind die konstitutiven Beziehungen für die Spannungstensoren der Fluide. Beginnen wir mit etwas allgemein gehaltenen konstitutiven Gleichungen für die Spannungstensoren von Luft (Index G) und Wasser (Index F). Diese können folgendermaßen aussehen (Perau, 2000):

$$\underline{\boldsymbol{T}}_G = \underline{\boldsymbol{T}}_G\left(n, S, \rho_{FR}, \rho_{GR}, \underline{\boldsymbol{D}}_G\right) \tag{6a}$$

$$\underline{\boldsymbol{T}}_F = \underline{\boldsymbol{T}}_F\left(n, S, \rho_{FR}, \rho_{GR}, \underline{\boldsymbol{D}}_F\right) \tag{6b}$$

Beide Spannungstensoren enthalten den Porenanteil des Bodens, den Sättigungsgrad für Wasser, die realen Dichten beider Fluide sowie den jeweiligen Geschwindigkeitsgradient. Da solche Funktionen äußerst vielfältige Möglichkeiten bieten, sollten wir an dieser Stelle die allereinfachste – aber dennoch sinnvolle – Variante auswählen. Sie lautet:

$$\underline{\boldsymbol{T}}_{G} = -p_{G}(n,S,\rho_{GR}) \cdot \underline{\boldsymbol{I}} \qquad \text{mit} \qquad p_{G} = \rho_{GR} \cdot n \cdot (1-S) \cdot RT \tag{7a}$$

$$\underline{\boldsymbol{T}}_{F} = -p_{F}(n,S,\rho_{GR}) \cdot \underline{\boldsymbol{I}} \qquad \text{mit} \qquad p_{F} = \rho_{GR} \cdot n \cdot S \cdot RT - n \cdot S \cdot F_{CF}(S,n) \tag{7b}$$

Beide Spannungstensoren sollen hier konstitutiv als hydrostatische Spannungszustände festgelegt werden, sie können dann durch zwei Drücke – für jedes Fluid einen – erschöpfend beschrieben werden. Da es sich um ein Mehrkomponentenkontinuum handelt, werden in den Bewegungsgleichungen, also auch in (7) Partialspannungstensoren wiedergegeben (Ehlers, 1989). Es läßt sich zeigen, daß durch geeignete Wahl der konstitutiven Beziehungen für die Interaktionsterme und deren Einbeziehung in die Bewegungsgleichungen folgende Terme anstelle der Partialspannungsterme $\mathrm{div}\underline{\boldsymbol{T}}_{i}$ und der Interaktionsterme $\hat{\boldsymbol{s}}_{i0}$ verbleiben (Perau, 2000):

$$\mathrm{div}\underline{\boldsymbol{T}}_{G} + \hat{\boldsymbol{s}}_{G0} = -n \cdot (1-S) \cdot \mathrm{grad}\, p_{GR} = -n \cdot (1-S) \cdot \mathrm{grad}(\rho_{GR} \cdot RT) \tag{8a}$$

$$\mathrm{div}\underline{\boldsymbol{T}}_{F} + \hat{\boldsymbol{s}}_{F0} = -n \cdot S \cdot \mathrm{grad}\, p_{FR} = -n \cdot S \cdot \mathrm{grad}(\rho_{GR} \cdot RT - F_{CF}(S,n)) \tag{8b}$$

In diesen beiden Gleichungen, deren Ausdrücke jeweils zur Bewegungsgleichung eines der Fluide gehören, sind nun Drücke enthalten, p_{GR} und p_{FR}, die eindeutig die Eigenschaften von Realdrücken und nicht von Partialdrücken tragen. Die Gradienten dieser Drücke sind, multipliziert mit den jeweiligen Volumenanteilen der Fluide, Summanden in der jeweiligen Bewegungsgleichung. Die Drücke p_{GR} und p_{FR} stehen deshalb gewissermaßen „konkurrenzlos“ da. Diese sind deshalb *die* Drücke der beiden Fluide. Der Luftdruck hängt, wie bereits in (2) formuliert, von Temperatur und Dichte der Luft ab. Der Wasserdruck hängt ebenfalls von diesen Größen, jedoch noch zusätzlich von einer noch näher zu bestimmenden Funktion von Sättigungsgrad und Porenanteil ab. Aus (8) ergibt sich auch direkt der Zusammenhang zwischen den beiden Drücken:

$$p_{FR} = p_{GR} - F_{CF}(S,n) \tag{9}$$

Man erkennt hierin die grundsätzlich Sinnhaftigkeit der klassischen Saugspannungs-Sättigungbeziehung. Diese Beziehung läßt sich also rational begründen. Die Rationalität der heute zumeist benutzten Saugspannungs-Sättigungsbeziehung von Mualem/van Genuchten, muß trotzdem angezweifelt werden (Perau/Richwien, 1998).
Während die Literatur sich über die mikroskopische Deutung der Kapillarität intensiv ausläßt (vgl. z. B. Schubert, 1982), kommt die für Geotechnik-Ingenieure wesentlich interessante makroskopische Deutung meistens zu kurz. Der relevante Ausschnitt aus der Bewegungsgleichung, der in (8b) wiedergegeben ist, kann mit dem Wasserdruck p_{FR} nach (9) umgeformt werden zu:

$$\ldots = -n \cdot S \cdot \mathrm{grad}(p_{GR} - F_{CF}(S,n)) = n \cdot S \cdot [-\mathrm{grad}\, p_{GR} + \mathrm{grad}\, F_{CF}(S,n)] \tag{10}$$

In einem homogenen Boden mit konstantem Porenanteil ($\mathrm{grad}\, n = \boldsymbol{0}$) und stetigem F_{CF} folgt daraus weiter:

$$\ldots = n \cdot S \cdot \left[-\mathrm{grad}\, p_{GR} + \frac{\partial F_{CF}(S,n)}{\partial S} \cdot \mathrm{grad}\, S \right] \tag{11}$$

Diese Terme zeigen, daß das Wasser in einem teilgesättigten Boden außer der Gewichtskraft, der Trägheitskraft und der Dämpfungskraft noch zwei weiteren Kräften ausgesetzt ist. Zum einen wirkt eine Kraft in Gegenrichtung zum Gradienten des

Luftdrucks, zum anderen eine Kraft in Gegenrichtung zum Gradienten des Sättigungsgrads. Letztere Kraft, die Kapillarkraft nämlich, tritt makroskopisch wie eine Diffusionskraft auf. Der Vorfaktor des Gradienten, die Ableitung der Funktion F_{CF} nach S ist eine Funktion von Porenanteil und Sättigungsgrad. Je kleiner die Poren sind, desto größer ist der Vorfaktor und damit die Kapillarwirkung. Da der Vorfaktor, der übrigens negativ ist, ebenfalls eine Funktion vom Sättigungsgrad ist, handelt es sich hier nicht um eine „Diffusionskonstante", wie sie bei molekularer Diffusion meistens angesetzt wird. Zu beachten ist, daß hiermit eine makroskopische Kapillarkraft schlüssig und eindeutig definiert und gedeutet wird (Perau, 2000).

5.2 Messung von Fluiddrücken

Die Messung von Fluiddrücken in einem porösen Medium bei mehreren fluiden Phasen ist, wie bereits zuvor angedeutet, besonders schwierig. Zunächst erscheint es wichtig, wie bei der Einphasenströmung eine Kammer zu haben, die die druckaufnehmende Membran vor den mechanischen Einwirkungen aus dem Korngefüge schützt. Eine solche Kammer muß aber genau wie der umgebende Boden, in dem gemessen werden soll, mit Luft und Wasser gefüllt sein und vergleichbare kapillare Eigenschaften besitzen, was aber ein Widerspruch in sich ist.
Es ergeben sich weitere Fragen: Wie sollten sich die Fluide an der Membran verteilen? Welcher Druck würde gemessen? Denkbar wäre es, so den Luftdruck zu messen – aber nur wenn nicht zu viel Wasser vorhanden ist, das in die Kammer eindringt. Auch umgekehrt wäre es denkbar, so den Wasserdruck zu messen – wenn nicht zu viel Luft da ist. Solche Art Messungen gehören jedoch zu einem mechanischen Modell „Einphasenströmung", bei dem die fluide Phase zum Beispiel aus Wasser mit darin gelöster Luft besteht (vgl. z.B. Richwien/Magda, 1994).

Ein Fluiddruck in einem mit Wasser und Luft gefüllten Boden wird normalerweise mit Tensiometern gemessen. Auch beim Tensiometer wird der Druckaufnehmer durch eine Kammer vor der Einwirkung des Korngefüges geschützt. Die Kammer ist zum umgebenden Boden hin durch eine durchlässige aber feinporige Keramikwandung, der Tensiometerkerze begrenzt und vollständig mit entgastem Wasser gefüllt. Da das Wasser inkompressibel ist, kann es den Druck von der Umgebung der Kerze an den Druckaufnehmer im Tensiometerkorpus weitergeben. Die Frage letztlich verbleibt, *welcher* Druck es ist, der aus dem Boden über das Wasser an den Druckgeber weitergeleitet wird. Um diese Frage zu beantworten, sollten wir zunächst zwei Extremfälle betrachten: die Einphasenströmungen von Wasser bzw. Luft.
Befindet sich nur Wasser, aber definitiv keine Luft im Boden, sollten die Tensiometer genau so funktionieren wie die oben beschriebenen Druckaufnehmer für Einphasenströmungen. Gemessen wird also der Porenwasserdruck als Differenzdruck zum atmosphärischen Druck.
Befindet sich in einem nichtbindigen Boden nur Luft aber definitiv kein Wasser, wird das Wasser aus der Tensiometerkerze herausgesogen. Das Tensiometer wird also eine sehr große Saugspannung anzeigen, obwohl diese Saugspannung bei der Einphasenströmung von Luft gar keine Bedeutung besitzt. Im mechanischen Modell zur Einphasenströmung taucht eine derartige Saugspannung überhaupt nicht auf. Die Messung der Saugspannung ist hier für das mechanische Modell absolut überflüssig und der gemessene Wert einzig und allein eine Auswirkung des Messverfahrens selber. Damit ist das Meßverfahren – zumindest für diesen Grenzfall und benachbarte Zustände

– in Frage zu stellen. Sehr große gemessene Saugspannungen müssen mit großer Skepsis betrachtet werden.
Nun sind Tensiometer aber nicht für vollständig wasserleere Böden gedacht, sondern in erster Linie für teilgesättigte Böden. In den technischen Beschreibungen zu Tensiometern ist in diesem Zusammenhang von der Messung der Saugspannung des Bodens die Rede. Man geht also offenbar davon aus, daß der Luftdruck im Boden, dem Luftdruck außerhalb des Bodens, also dem atmosphärischen Druck entspricht. Inwieweit das bei einfachen Versickerungs- oder Bewässerungsproblemen tatsächlich der Fall ist, vermag ich nicht abschließend zu beurteilen. Ich befürchte aber, daß atmosphärische Drücke für die Luft im Boden durch Kurzschlüsse, die mit derartigen Messungen verbunden sein können, überhaupt erst erzeugt werden.
Nun gibt es auch Fälle, in denen der Luftdruck im Boden definitiv nicht atmosphärisch ist und diese spielen in der Geotechnik und Umwelttechnik eine durchaus wichtige Rolle. Man denke hier an den Druckluftvortrieb beim Tunnelbau sowie die Bodenluftabsaugung. Messungen von Saugspannungen mit Tensiometern würden hier ohne Frage durch den zusätzlichen Luftdruck – wahrscheinlich einfach additiv – überlagert. Der Meßwert als solcher läßt sich jedoch nicht in Anteile des Luftdrucks und der Saugspannung aufspalten.
Eine weitere, nicht zu unterschätzende Schwierigkeit der Interpretation von Tensiometermessungen besteht in der Störung, die der Einbau und die bloße Existenz der Tensiometer für den Boden darstellt. Vor allem bei aggregierten Böden ist die Frage, ob die Längenskala, auf der die Messung stattfindet, geeignet ist.

Wie auch immer, es läßt sich aus einer Tensiometermessung ein Druck gewinnen, der offenbar eine Summe von Luftdruck und Saugspannung darstellt. Der Meßwert ist mit vielen Unzulänglichkeiten und Unsicherheiten behaftet, die den Wunsch nach alternativen Meßverfahren erwecken.
Es bleiben große Zweifel, ob die Drücke, die wir mit Tensiometern messen, die Drücke sind, deren Gradienten in den Bewegungsgleichungen stehen oder nicht doch nur so etwas wie Indikatoren für diese Drücke. Das würde auch erklären, warum es zu solch eigenartigen Kurven für die Saugspannungs-Sättigungsbeziehung wie die von Mualem/van Genuchten (van Genuchten, 1980) kommen kann.

6 Fazit

Diese kurze Abhandlung zeigt, daß beim Messen von Fluiddrücken in teilgesättigten Böden viele Fragen noch offen sind. Vor allen Dingen aber sollten Messungen *nicht* losgelöst von mechanischen Modellen vorgenommen und ausgewertet werden. Auf keinen Fall kann es zulässig sein, irgendwelche Meßreihen unreflektiert zu „Theorien“ hoch zu stilisieren.

7 Literatur

Bear, J.	(1972)	Dynamics of Fluids in Porous Media. New York
Ehlers, W.	(1989)	Poröse Medien, ein kontinuumsmechanisches Modell auf der Basis der Mischungstheorie. Forschungsbericht aus dem Fachbereich Bauwesen, Universität-Gesamthochschule Essen. Heft 47. Essen
Fredlund, D. G.	(1976)	Density and compressibility characteristics of air-water mixtures. Canadian Geotechnical Journal 13. S. 386-396
van Genuchten, M. Th.	(1980)	A closed-form equation for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated soils. Soil Science Society of America. Journal 44, S. 892-898
Perau, E.	(2000)	Die Phasen des Bodens und ihre mechanischen Wechselwirkungen, Habilitationsschrift, Mitteilungen aus dem Fachgebiet Grundbau und Bodenmechanik, Universität Essen, Hrsg. Prof. Dr.-Ing. W. Richwien, (im Druck)
Perau, E., Richwien, W.	(1998)	Constitutive equations on movement of water and air in soils on basis of theory of porous media. 2nd International Conference of Unsaturated Soils, UNSAT '98 in Beijing, P.R. China. Vol. I, S. 590-595
Richwien, W. Magda, W.	(1994)	Design Levels for Offshore Structures – State-of-the-Art and Instantaneous Pore-Pressure Model, Forschungsbericht aus dem Fachbereich Bauwesen, Universität-Gesamthochschule Essen, Heft 63
Richwien, W. Weißmann, R.	(1999)	Prototype Scale Tests on Wave Overtopping of Dykes, in Proceedings of HYDRALAB-workshop in Hannover, Forschungszentrum Küste, p 335-340
Schubert, H.	(1982)	Kapillarität in porösen Feststoffsystemen. Berlin
Truckenbrodt, E.	(1968)	Strömungsmechanik, Grundlagen und technische Anwendungen. Berlin u.a.O.
Truesdell, C., Noll, W.	(1992)	The non-linear field theories of mechanics. 2nd Edition. Berlin u.a.O.