

MITTEILUNGEN	Jg. 21	Nr. 3	S. 49-55	München 1.6. 1975
Verband Deutscher Höhlen- u. Karstforscher				

DIE ABLEITUNG DER FLIESSGESCHWINDIGKEIT IN HÖHLEN AUS DEN FLIESSFACETTEN

von RANE L. CURL, Ann Arbor
ins Deutsche übersetzt von STEPHAN KEMPE, Hamburg

Der Beitrag ist unter dem Titel: "Deducing Flow Velocity in Cave Conduits from Scallops" in: The National Speleological Society Bulletin (NSS Bulletin) 1974, Vol. 36, No. 2, 1-5, erschienen. Die Schriftleitung dankt dem NSS Bulletin für die freundliche Genehmigung zum Abdruck der Übersetzung.

Zusammenfassung

In Höhlen ruft fließendes Wasser häufig Lösungsformen auf Kalksteinoberflächen, die Fließfacetten (engl. Scallops), hervor. Seit langem ist bekannt, daß die Fließfacetten zur Feststellung der früheren Strömungsrichtung benutzt werden können. Kürzlich hat man herausgefunden, daß man auch Informationen über die Fließgeschwindigkeit von ihnen erhalten kann.

Bei der experimentellen Erzeugung von Fließfacetten auf löslichen Oberflächen wurden die grundlegenden hydrodynamischen Phänomene, die die Dimension der Fließfacetten beeinflussen, erfaßt und sind hier dargestellt. Es wurden Relationen entwickelt, die es erlauben, die mittlere Fließgeschwindigkeit in Höhlengängen abzuschätzen, sofern die Größe der Fließfacetten und des Ganges bekannt sind.

Einleitung

Fließmarken sind Gegenstand einer Anzahl in jüngster Zeit erschienenen Arbeiten (CURL 1966; GOODCHILD u. FORD, 1971; ALLEN 1971; BLUMBERG 1970; BLUMBERG u. CURL 1974), die sie von geologischem oder hydrodynamischen Standpunkt betrachtet haben. Weil aber fast nichts über diese Höhlenphänomene in der amerikanischen (u. deutschen, Anm. d.Ü.) speleologischen Literatur erschienen ist, soll es Zweck dieses Aufsatzes sein, eine Übersicht über die neuesten theoretischen und experimentellen Befunde zu geben und sie für die praktische Arbeit nutzbar zu machen, um paläohydrologische Bedingungen in Höhlensystemen zu rekonstruieren.

Der Vorgang der Fließfacettenbildung

Die grundsätzliche Voraussetzung für das Entstehen von Fließfacetten ist turbulentes Fließen über einer löslichen Oberfläche. In der Natur kommt dies am häufigsten bei der Lösung von Kalk durch Wasser oder bei der "Lösung" (Verdunstung ist ein analoger Prozess zur Lösung) von Eis in Luft vor.

In jedem Fall können Oberflächenunregelmäßigkeiten zu einer Strömungssituation wie in Abb. 1 führen, in der BLUMBERG (1970) die folgenden Teilbewegungen beobachtet hat:

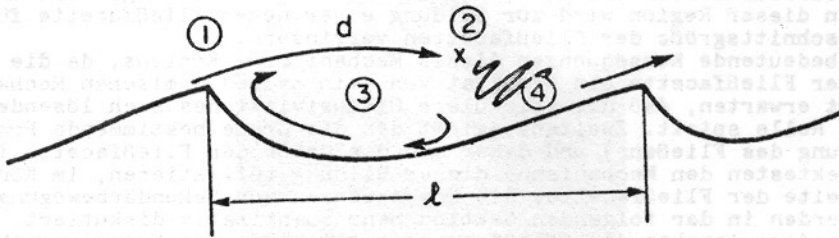


Abb. 1: Flüssigkeitsbewegung in der Nähe einer Fließfacette.

Punkt 1: Strömung teilt sich am Grat. Punkt 2: laminare Scher-Schicht geht in Turbulenz über. Punkt 3: zurückkreisende Strömung im Lee-Wirbel. Punkt 4: der 'Jet' berührt die Gesteinsoberfläche wieder.

Am Grat einer Unregelmäßigkeit teilt sich der Hauptstrom, d.h. es wird ein 'Jet' oberhalb einer langsam zurückfließenden Strömung (Punkt 1) gebildet. Innerhalb einer kurzen Distanz wird dieser 'Jet'-strom ebenfalls stark irregulär und turbulent (Punkt 2). Weil die dabei produzierte Turbulenz eine Mischung des 'Jets' mit Flüssigkeit aus dem Lee-Wirbel verursacht, wird Wasser aus dem Lee-Wirbel herausgeführt, was zur Folge hat, daß sich der Jet gegen die Oberfläche richtet und sie bei Punkt 4 wieder berührt. Ein Teil der Flüssigkeit wird dann vom Lee-Wirbel inkorporiert, der Rest fließt an der Oberfläche weiter.

In der Nähe der Wiederberührung (Punkt 4), wo der turbulente 'Jet'-strom fast direkt auf die Oberfläche stößt ist die Rate der Lösung (oder der Verdunstung) die größte. Dies hat zur Konsequenz, daß das Fließfacettenmuster sich stromabwärts bewegt während es sich weiter in die Wand hineinlöst. Dies wurde in allen experimentellen Simulationen der Fließfacettenbildung beobachtet. Die charakteristische Asymmetrie der Fließfacette im Profil, aus der die Richtung des Fließens abgeleitet werden kann, ist ebenfalls auf

Abb. 1 zu erkennen.

Die hydrodynamischen Prozesse in der Nähe der Fließfacetten sind ebenfalls verantwortlich für die gut bekannte inverse Abhängigkeit zwischen der Größe der Fließfacetten und der Geschwindigkeit des fließenden Mediums (Wasser oder Luft), das sie hervorrief. Diese inverse Abhängigkeit wird hervorgerufen durch die Phänomene, die mit der freien laminaren Scher-Schicht (zwischen Punkt 1 und 2) zusammenhängen, die die äußere, schnelle, turbulente Strömung vom inneren, langsamen Lee-Wirbel (Punkt 3) trennt. Man hat gefunden, daß eine freie laminare Scher-Schicht in einer Distanz d in Turbulenz übergeht, die durch die Dichte ρ , die Viskosität μ , die Geschwindigkeit U des 'Jets' und durch die Größe der Initialturbulenz im 'Jet' bestimmt wird. Dies impliziert (s. BLUMBERG u. CURL 1974), daß es eine charakteristische Reynolds'sche Zahl für diesen Übergang $Re_L = \rho U d / \mu$ (s. Tabelle 1) gibt, die nur von der Natur des äußeren turbulenten Flusses abhängen sollte.

Tabelle 1: Definitionen der verschiedenen Reynoldschen Zahlen

Charakteristische Länge	Charakteristische Geschwindigkeiten			
	Wandnähe U	Reibung v^*	bei $y=L_{32}$ $u(L_{32})$	mittl. Röhrengeschw. \bar{u}
Übergangsdistanz zur Turbulenz, d	Re_d	-	-	-
durchschnittl. Facettengröße L_{32}	-	Re^*	Re_L	\overline{Re}_L
Röhrendurchm. oder Weite; D	-	-	-	\overline{Re}_D

Experimente mit laminaren 'Jet'strömen, die eine freie laminare Scher-Schicht produziert haben, gaben einen Wert von $Re_L = 30\ 000$. Dieser Wert sollte kleiner sein, wenn die Bildung von Fließfacetten stattfindet und wenn es eine äußere turbulente Strömung gibt.

Die charakteristische Dimensionierung der Größe der Fließfacetten mit dem Reziproken der Geschwindigkeit ist eine Konsequenz des oben beschriebenen Phänomens. Wenn z.B. die Fließfacette zu klein ist (oder die Geschwindigkeit für die Größe der Fließfacetten zu gering ist), dann wird der Übergang in die Turbulenz an Punkt 2 weiter entfernt vom Grat (Punkt 1) stattfinden und das Wiederauftreffen auf die Wand wird den nächsten Grat treffen. Die höhere Lösungsrate an diesem Punkt wird den Grat reduzieren und im Endeffekt die Fließfacette verlängern. Andererseits, wenn die Fließfacette zu groß ist (oder die Geschwindigkeit für diese Größe zu hoch ist), wird der Übergang und die Wiederberührung der Wand früher stattfinden. In diesem Fall wird die Distanz zwischen dem Wiederauftreffen (Punkt 4) und dem nächsten Grat vergrößert und eine Irregularität in dieser Region wird zur Bildung einer neuen Fließfacette führen und somit die Durchschnittsgröße der Fließfacetten verringern.

Es gibt zwei bedeutende Konsequenzen dieses Mechanismus. Erstens, da die charakteristische Größe der Fließfacette ein Resultat von rein hydrodynamischen Mechanismen ist, können wir nicht erwarten, daß die molekulare Diffusivität des sich lösenden Materials eine bedeutende Rolle spielt. Zweitens agiert der die Größe bestimmende Prozeß longitudinal (in Richtung des Fließens) und daher muß die Größe der Fließfacette in dieser Richtung am direktesten den Mechanismus dieser Bildung reflektieren, im Kontrast zur Tiefe und zur Weite der Fließfacette, die Konsequenzen von Sekundärbewegungen sind. Diese Aspekte werden in der folgenden Sektion mehr quantitativ diskutiert.

Verschiedene andere Aspekte der Fließfacettenentwicklung und Hydrodynamik, wie z.B. die Rate der Lösung, die Richtung des Fortschreitens des Musters (stromabwärts mit einem Winkel von 60° in die Wand hinein), der Wandreibung und der Profile von individuellen Depressionen werden im Detail bei BLUMBERG u. CURL (1974) abgehandelt.

Für unsere gegenwärtigen Zwecke brauchen wir lediglich die Natur des turbulenten Strömens in der Nähe von rauen Oberflächen darzustellen und die Interaktion dieses Vorganges mit der Rauheit, die durch die Lösung an der Oberfläche hervorgerufen wird.

Turbulenter Fluß in der Nähe einer rauen Wand

Experimente mit künstlich angerauten Leitungen haben gezeigt, daß eine verhältnismäßig gute Approximation des durchschnittlichen Geschwindigkeitsprofils in der Nähe einer solchen rauen Wand durch PRANDTL's "universelles Geschwindigkeits-Verteilungsgesetz" gegeben ist

$$u/v^* = 2.5 \ln \frac{y}{L} + B \quad (1)$$

(SCHLICHTING 1968), wobei u die durchschnittliche Fließgeschwindigkeit in der Entfernung y von der Wand ist. L ist die charakteristische Dimension der Rauheit und v^* ist die Reibungsgeschwindigkeit $\sqrt{\tau/\rho}$, wobei τ der durchschnittliche Scher-Stress an der Wand und ρ die Dichte der Flüssigkeit sind. Die "Rauheits" konstante B_L hängt nur von der Natur (Geometrie) der Wandrauheit ab.

Immer noch nach PRANDTL (wie er bei SCHLICHTING 1968 dargestellt ist), nehmen wir an, daß Gleichung (1) für jeden Ort in einer rauhen Leitung gilt und daß wir deshalb \bar{u} über den Durchschnitt einer Leitung mitteln durch die entsprechende Integration der Gleichung (1) von der Wand ($y = 0$) bis zum Zentrum ($y = D/2$). D ist der Durchmesser einer kreisrunden Leitung oder der Abstand zwischen parallelen Wänden. Das Resultat für die durchschnittliche Geschwindigkeit \bar{u} ist

$$\bar{u} = v^* \left[2,5 \left(\ln \frac{D}{2L} - 3/2 \right) + B_L \right] \quad (2)$$

für den kreisrunden Querschnitt und

$$\bar{u} = v^* \left[2,5 \left(\ln \frac{D}{2L} - 1 \right) + B_L \right] \quad (3)$$

für den Fall der parallelen Wände. Es bleibt v^* , L und B_L miteinander für das Fließfacettenphänomen zu verknüpfen.

Charakteristische Fließfacettengröße

Der folgende Abschnitt ist aus BLUMBERG und CURL (1974) zitiert: Wir stellen uns vor, daß in einer löslichen Leitung ein fixierter Druckabfall installiert ist oder genauer ein durchschnittlicher Wand-Scher-Stress τ . Dies ist äquivalent zur Findung eines Wertes der Reibungsgeschwindigkeit v^* bei gegebener Flüssigkeit (Wasser oder Luft). Es liegt in der Natur eines turbulenten Fließens in der Nähe einer Wand, daß das Geschwindigkeitsprofil primär von der Wandrauheit und dem Scher-Stress abhängt. Das bedeutet, das Fließen in der Nähe einer Wand nimmt die Leitungsgröße nicht "wahr" mit Ausnahme deren Einfluß auf τ .

Fließfacetten werden sich mit einer charakteristischen Dimension L entwickeln, in dem Moment, wo die Wände sich aufzulösen beginnen. Diese charakteristische Dimension wird von v^* abhängen und den Flüssigkeitseigenschaften (Dichte ρ und Viskosität μ) und möglicherweise von der molekularen Diffusivität D des Stoffes der in Lösung geht (Calciumhydrogenkarbonat oder Wasserdampf). Wir können diese Abhängigkeit ausdrücken durch die Gleichung

$$L = f(v^*, \rho, \mu, D) \quad (4)$$

Ohne diese generelle Formulierung zu dimensionieren schließen wir, daß

$$Re^* = \frac{Lv^*\rho}{\mu} = f\left(\frac{\rho D}{\mu}\right) \quad (5)$$

d.h., daß die Reynolds-sche Zahl Re^* , abgeleitet aus der Reibungsgeschwindigkeit und der Fließfacettengröße, höchstens von der Schmidt Zahl $Sc = \rho D/\mu$ abhängt.

Beobachtungen dieses Phänomens in der Natur, die Ergebnisse der Experimente und der weiter oben gegebene Kommentar zur molekularen Diffusivität deuten alle an, daß die Abhängigkeit von Re^* von der Schmidt Zahl sehr klein ist (siehe auch WIGLEY 1972). Wenn sie vernachlässigbar ist, muß Re^* eine universelle Konstante sein.

In dem oben Gesagten wurde nicht festgestellt, welche Dimension L der Fließfacette betrachtet wurde. Es hätte eine durchschnittliche Fließfacettenlänge, -weite oder -tiefe sein können oder eine andere zusammengestellte Dimension. Da sich aber alles nach Gleichung (5) dimensionieren müßte, sollte eine ideale Fließfacette eine universelle Form haben (wenn gleich in der Natur eines Zufallsmusters), die lediglich mit den sich ändernden Umweltbedingungen variiert. Da gefunden wurde, daß Profile in turbulenter Geschwindigkeit ähnlich sind, schließen wir, daß B_L ebenfalls eine universelle Konstante für die Fließfacettenbildung ist.

Die Wahl der charakteristischen Dimension L für ein Fließfacettenmuster ist ziemlich willkürlich. GOODCHILD und FORD (1971) benutzten eine gemittelte Maximum-Länge von jeder Depression: Sie brachten darüber hinaus Beweise, daß die Durchschnittsgröße von Fließfacetten zu einem gewissen Grad von dem Material, das gelöst wird, abhängt. Luftblasen (in gegossenem Gips) und unlösliche Teile (z.B. Fossilien) im Kalk schaffen die Bedingungen zur Bildung kleinerer Fließfacetten. Zusätzlich zeigen durch Fließfacetten skulptierte Oberflächen eine Anzahl kleiner Depressionen, die anscheinend an die Kreuzungen der Grate der Eintiefungen gebunden sind. Folglich wäre es eine bessere Methode, eine Mittelgröße zu definieren, die die Bedeutung der kleineren Facetten unterdrückt, besonders wenn ein Vergleich mit den regulären, periodischen zweidimensionalen Strömungsmarken (Flutes) durchgeführt werden soll, die gelegentlich auftreten.

Wir werden hier die Definition

$$L_{32} = \frac{\sum_i l_i^3}{\sum_i l_i^2} \quad (6)$$

wählen, wobei l_i die längste longitudinalale (parallel zur Strömung) Erstreckung der i -ten Fließfacette (das sog. Sauter-Mittel) ist.

Unter Benutzung der Definition für L in den Gleichungen (1) bis (5) fanden BLUMBERG und CURL (1974) in ihren Experimenten $Re^* = 2200$ und $B = 9.4$. Das Produkt dieser ist (nach Gleichung (1) und (5)) $Re_L = \rho \bar{u} (L_{32}) L_{32} / \mu = 21000$. Das ist eine Reynoldssche Zahl, die auf der Flüssigkeitgeschwindigkeit bei einer Distanz von der Wand gilt, die gleich der gewählten charakteristischen Dimension $L = L_{32}$ ist.

Fließfacetten-Röhren - Reynoldssche Zahl

Die Reynoldssche Zahl, die auf die mittlere Fließfacettengröße und die durchschnittliche Fließgeschwindigkeit in einer Röhre basiert, ist

$$\bar{Re}_L = \frac{\rho \bar{u} L_{32}}{\mu} \quad (7)$$

Indem man die Gleichungen (2) und (3) mit $\rho L / \mu$ multipliziert unter Benutzung von $L = L_{32}$ erhalten wir

$$\bar{Re}_L = Re^* \left[2,5 \left(\ln \frac{D}{2L_{32}} - 3/2 \right) + B_L \right] \quad (8)$$

für einen Kreisquerschnitt und

$$\bar{Re}_L = Re^* \left[2,5 \left(\ln \frac{D}{2L_{32}} - 1 \right) + B_L \right] \quad (9)$$

für den Fall der parallelen Wände. Wenn Re^* und B_L bekannt ist und wenn D und L_{32} für eine bestimmte Situation gemessen werden, dann ist es möglich \bar{Re}_L zu berechnen. Folglich kann die durchschnittliche Fließgeschwindigkeit, unter der sich die Fließfacetten entwickelt haben, gefunden werden, wenn die Werte für μ/ρ bekannt sind oder abgeschätzt werden können (für Wasser bei 10°C, $\mu/\rho = 0,013 \text{ cm}^2/\text{sec}$; für Luft bei 0°C $\mu/\rho = 0,132 \text{ cm}^2/\text{sec}$).

Wenn wir die Werte für Re^* und B_L , die oben gegeben sind, benutzen, lassen sich die Gleichungen (8) und (9) graphisch darstellen (Abb. 2).

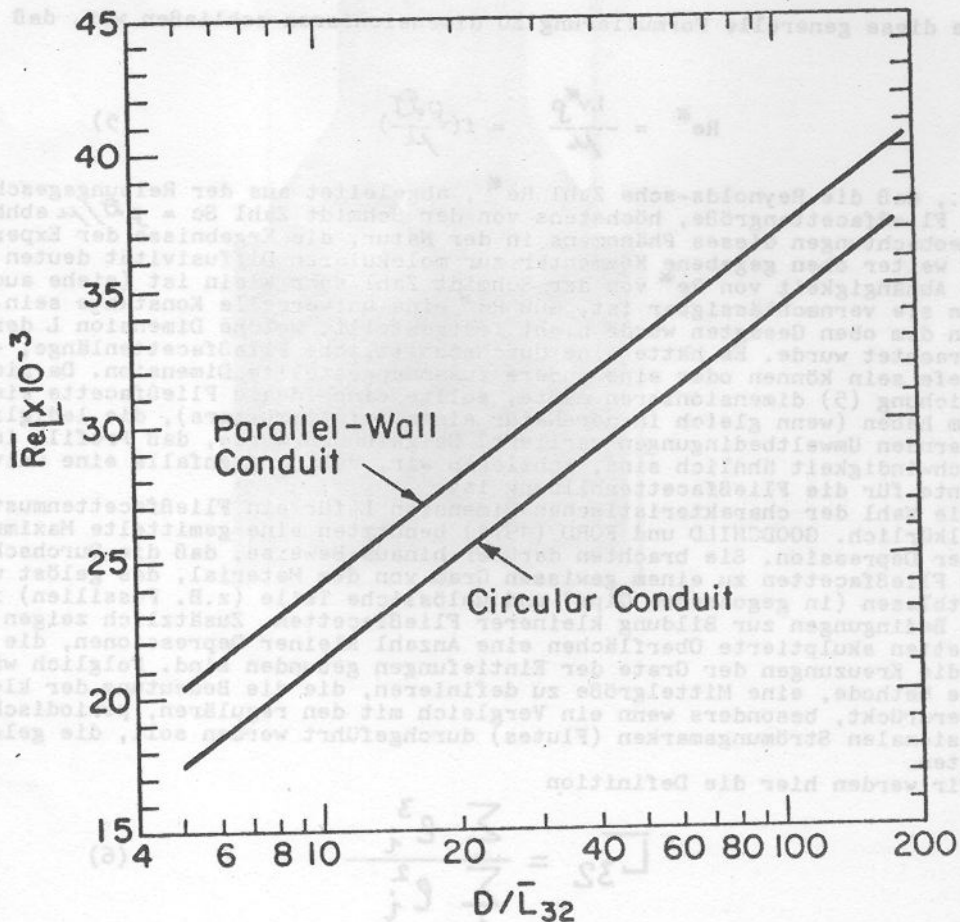


Abb. 2: Die vorausgesagte Beziehung zwischen der Reynoldsschen Zahl (\bar{Re}_L) (mittlere Geschwindigkeit in der Röhre multipliziert mit der mittleren Fließfacettengröße) und dem Verhältnis des Röhrendurchmessers oder -weite zur mittleren Facettengröße (D/L_{32}).

Abb. 2 zeigt, daß Fließfacetten einer gegebenen Größe in einer großen Leitung eine größere durchschnittliche Fließgeschwindigkeit repräsentieren als sie es in einer kleineren Leitung würden. Dies muß erwartet werden in dem Augenblick, in dem wir die inverse Beziehung zwischen der Fließfacettengröße und einer Geschwindigkeit in der Nähe der Wand (u (L₃₂)) akzeptieren, da diese Geschwindigkeit langsamer sein wird in den großen Röhren bei der gleichen durchschnittlichen Leitungsgeschwindigkeit.

Die Genauigkeit von Abb. 2 in Bezug auf die Abschätzung alter Fließbedingungen hängt von verschiedenen Bedingungen ab. Es ist nützlich, sie hier aufzuzählen.

1. Die Gleichung (1) ist eine gute Näherung des turbulenten Fließgeschwindigkeitsprofils über eine raue Leitung. Es gibt alternative Geschwindigkeitsausdrücke (vgl. SCHLICHTING 1968) und es hat einigen Streit gegeben um die Konstanten 2,5 und B₁ (für verschiedene Typen der Rauheit). Dennoch sollte, abgesehen von anderen, größeren Fehlerquellen, Gleichung (1) bei hohen Reynoldsschen Zahlen, die auf dem Leitungsdurchmesser basieren, $Re_D = \rho u D / \mu$ (s. Tabelle 1) in etwa richtig sein.

2. Die Konstanten Re^* und B_1 die hier gebraucht werden, werden einiger Revision unterworfen werden, sobald Experimente in längeren Leitungen durchgeführt sind, als dies bisher geschehen ist. Es kann allerdings abgeschätzt werden, daß sie jetzt mit einer genügenden Genauigkeit angegeben werden können, so daß Abb. 2 innerhalb von $\pm 15\%$ korrekt ist. Die hier gebrauchten Werte unterscheiden sich erheblich von einer ähnlichen Schätzung von GOODCHILD und FORD (1971). Der genaue Grund für diesen Unterschied ist leider noch nicht bekannt.

3. Die Leitung muß einen regelmäßigen Querschnitt haben und muß außerdem genügend lang und gerade sein, damit sich ein fast voll entwickeltes Fließen einstellen kann. Das Profil muß aber nicht kreisrund oder mit parallelen Wänden sein (der Effekt wäre dann irgendwo zwischen den beiden Begrenzungslinien für den kreisförmigen und den parallelwandigen Leiter in Abb. 2 zu suchen) aber es sollte ungeändert über einige Distanz sein. In Röhren mit Knicken ist die Geschwindigkeit am größten auf der inneren Wandseite beim Beginn der Biegung und der Nähe der äußeren Wandseite am Ende der Biegung (es kann dort sogar ein umgekehrtes Fließen an der inneren Seite in der Nähe des Knickendes auftreten). Deshalb sind die Gleichungen (2) und (3) stark angenäherte Formen sobald es sich um andere als regelmäßige, gerade Röhren handelt.

4. Das Fließen muß eine konstante Geschwindigkeit (in Wirklichkeit bei einem konstanten $\rho u / \mu$) stattgefunden haben während der Periode der formgebenden Entwicklung des Fließfacettenmusters. Dies ist höchst unwahrscheinlich in jedem gegebenen Fall, aber da die Fließfacettenmuster sich am schnellsten während hoher Geschwindigkeit entwickeln, tendieren sie dazu, die vergangene Geschichte der höheren Geschwindigkeit zu reflektieren innerhalb einer gegebenen Röhre.

5. Der Lösungsprozess sollte durch Diffusions-Massentransport stattfinden, nicht aber durch eine chemische, durch Verhältnisse begrenzte, Reaktion an der Oberfläche. Beim Calcit (CURL 1968) wurde gezeigt, daß bei geringen Lösungsraten der Prozess durch den Diffusionstransport von Ca^{++} (und HCO_3^-) kontrolliert wird, und zwar von der Oberfläche in die Masse der Lösung, während er bei größeren Transportraten durch den Diffusionstransport von H_2CO_3 (nicht CO_2) zur Oberfläche hin gesteuert wird. Vorausgesagt wurde ferner, daß der Effekt der Bewegung des Lösungsmediums auf die Rate der Lösung in einem intermediären Calcit-Lösungs-Regime sehr gering ist. Liegt der Bereich der Bildung der Fließfacetten in diesem Regime?

Das intermediäre Regime kann annäherungsweise (und nicht dimensioniert) durch

$$1 < \frac{1}{h} \sqrt{\delta} k_2 < 100 \quad (10)$$

definiert werden, wobei h für den Massentransport-Koeffizienten von H_2CO_3 und k_2 für die Verhältniskonstante für den homogenen Reaktionsschritt $H_2CO_3 \rightarrow CO + H_2O$ steht. Ferner ist der Massentransport-Koeffizient auf einer Fließfacetten-Oberfläche (gemessen durch BLUMBERG (1970) und veröffentlicht bei BLUMBERG und CURL (1974),

$$\frac{h L_{32}}{\delta} = 112 Sc^{1/3} \quad (11)$$

Wenn man h zwischen den Gleichungen (10) und (11) eliminiert, hat man

$$112 Sc^{1/3} \sqrt{\frac{\delta}{k_2}} < L_{32} < 1,12 \times 10^4 Sc^{1/3} \sqrt{\frac{\delta}{k_2}} \quad (12)$$

Bei $10^\circ C$ beträgt $k_2 = 3,45 \text{ sec}^{-1}$, $\delta = 1,43 \times 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{sec}$ und $Sc = 914$ (CURL 1968). Dies ergibt $2,2 < L_{32} < 220 \text{ cm}$. Dieser Bereich schließt die meisten natürlichen Vorkommen von Fließfacetten in Kalkstein ein.

Es scheint im turbulenten (sehr schnell fluktuierenden) Fließbereich über mikroskopisch rauhen Oberflächen so zu sein, daß der Effekt der Fließgeschwindigkeit auf die Calcit-Lösungsrate nicht voll unterdrückt ist. Dieses Problem ist noch nicht studiert worden, aber es kann einiges gesagt werden über seinen Effekt auf die Größe der Fließfacetten und deren Geometrie.

Es wurde durch BLUMBERG (1970) festgestellt, daß, obwohl 'Flutes' nicht zur umgebenden Fließgeschwindigkeit paßten (als Re ausgedrückt), sie immer noch ihre Form behielten, die Richtung der Fortbewegung sich aber änderte. Als die Geschwindigkeit verdoppelt wurde, nahm der stromabwärts gerichtete Winkel des Fortschreitens das Muster von 60° auf 75° in die Oberfläche zu. Die lokale Durchschnittsrate der Lösung blieb übereinstimmend mit der originalen Geometrie. Es kann gezeigt werden, daß, wenn die aktuelle lokale Lösungsrate auf Grund kinetischer Phänomene variiert, z.B. $h^{0,5}$, das Profil,

anstatt sich direkt proportional zu h zu ändern (wie es der Fall sein würde außerhalb des intermediären Calcit Lösungsregimes, oder wenn das Substrat Gips wäre) nur sehr kleine Änderungen zeigen würde, obwohl sich der Winkel des Eintiefens auf fast 75° verstellen würde. Hinzu kommt, daß die charakteristische Dimension L (oder L_{32} im speziellen) immer noch hauptsächlich durch die hydrodynamischen Prozesse kontrolliert wird und deshalb größtenteils unabhängig von zusätzlichen kinetischen Problemen ist. Diese Fragestellung bedarf noch weiterer Erörterung.

6. Eine Vielzahl von Faktoren, die das Fließfacettenmuster modifizieren oder verschleiern können, wurden aus der vorherigen Diskussion ausgelassen. Sie sind bis zu einigem Detail bei CURL (1966) diskutiert und schließen enge Klüftung oder Verwerfung, schwere Bodenfracht, Ablagerung von Ton und verschiedene unlösliche Einschlüsse im Kalk ein.

Danksagungen

Die Messungen der Größe der Fließfacetten wurden durch Mr. Barry I. Hollander, als Teil eines Senior Research Project im Department of Chemical Engineering, University of Michigan, vorgenommen.

Nachtrag

Eine zusätzliche bedeutende Literaturstelle über Fließmarken ist ALLEN, J.R.L., 1971: Transverse Erosional Marks of Mud and Rock: Their Physical Basis and Geological Significance: Sedimentary Geol. 5, 165-388.

Die Entwicklung von Fließfacetten von einer zu Beginn flachen Oberfläche wird in einigem Detail abgehandelt. Es wurde in Experimenten beobachtet, daß die mittlere Dimension der Fließfacetten mit der Zeit abnahm und einer Grenze zuzustreben schien. Eine Schätzung des Grenzwertes von Re_L (basierend auf L_{32}) ist 25 000 obwohl ALLEN weder $u(L_{32})$ noch v gemessen hat. Von besonderer Bedeutung aber ist der Nachweis, daß die durchschnittliche Fließfacettengröße sich zwischen Equilibriums-Bedingungen entwickelt und deshalb die Muster, die man in der Natur beobachtet, keine festen Umweltbedingungen repräsentieren. Die Muster entwickeln sich ebenso an Defekten, die ihre Form beeinflussen und ihre durchschnittliche Dimension.

Eine jüngste Analyse der Rippeln an der Unterseite von Eisdecken auf Flüssen geben: ASHTON, G.D. and KENNEDY, J.F., 1972: Proc. Am. Soc. Civil Eng., Hydraulics Div.98 (HY9): 1603-1624

BIBLIOGRAPHIE

ALLEN, J.R.L., 1971: Bed Forms due to Mass Transfer in Turbulent Flows; a Kaleidoscope of Phenomena: Jour. Fluid Mech., 49, 49-63
 BLUMBERG, P.N., 1970: Flutes: A Study of Stable Periodic Dissolution Profiles resulting from the Interaction of a Soluble Surface and an Adjacent Turbulent Flow: PhD thesis (Dept. of Chemical Engineering), University of Michigan, 170 pp.
 BLUMBERG, P.N. and CURL, R.L., 1974: Experimental and Theoretical Studies of Dissolution Roughness: ms in preparation.
 CURL, R.L., 1966: Scallops and Flutes: Cave Research Group Great Britain, Trans.7, 121-160.
 CURL, R.L., 1968: Solution Kinetics of Calcite: 4th Internat. Cong. Speleol. (Ljubljana, Yugoslavia), Proc. 3, 61-66.
 GOODCHILD, M.F. and FORD, D.C., 1971: Analysis of Scallop Patterns by Simulation under Controlled Conditions: Jour. Geol. 79, 52-62.
 SCHLICHTING, H., 1968: Boundary Layer Theory: NYC, McGraw-Hill, pp. 578-583.
 WIGLEY, T.M.L., 1972: Analysis of Scallop Patterns by Simulation under Controlled Conditions: A Discussion: Jour.Geol. 80, 121-122

Anmerkung des Übersetzers:

In den letzten Jahren hat sich die Erforschung von speläologischen Problemkreisen in fast allen Ländern an den Universitäten und Hochschulen erheblich verstärkt. Das Ergebnis sind grundlegende Arbeiten zum Verständnis der Lösungsschemie und der Hydrodynamik, die z.T. nicht in der speläologischen Literatur erscheinen oder aber im Ausland. Es soll mit der Übersetzung dieser vorliegenden Arbeit ein Beitrag zur schnelleren Verbreitung dieser neuen Forschungsergebnisse und, was vielleicht wichtiger ist, dieser neuen Forschungsweise geleistet werden. Es soll versucht werden, dies in loser Folge auch mit weiteren Übersetzungen oder Zusammenfassungen fortzuführen.

Der Autor Rane L. CURL, der jetzige Präsident der National Speleological Society, der am Department of Chemical Engineering der Universität von Michigan arbeitet, hat einen Teil der vorliegenden Arbeit bereits auf dem 6. Internationalen Kongress für Speläologie im September 1973 in Olomouc vorgetragen.

Der praktische Nutzen der Abbildung 2, die es gestattet, aus der Messung einiger Fließfacettenlängen und des Durchmessers des Höhlenganges die Fließgeschwindigkeit zu errechnen, soll durch ein einfaches Rechenbeispiel unterstrichen werden: Ein Höhlengang mit kreisrundem Querschnitt von 200 cm Durchmesser hat Facetten mit einer durchschnittlichen Größe von 20 cm.

$D = 200, L = 20 \quad D/L = 200/20 = 10$

für $D/L = 10$ folgt aus Abb. 2 $Re_L \times 10^{-3} = 25$, bzw. $Re_L = 25\ 000$

nach der Definition ist: $Re_L = \rho \times L \times u / \mu$

umgestellt: $\frac{Re_L \times \mu}{\rho \times L} = u$

$\rho \times L$

eingesetzt ($\mu/\rho = 0,013$): $\frac{25\ 000 \times 0,013}{20} = 16,2 \text{ cm/sec} = 570 \text{ m/h}$

Genaure Werte für μ/ρ kann man sich ohne Mühe aus jedem Physiklehrbuch für andere Temperaturen heraussuchen.

Adresse des Autors:
Rane L. Curl, Department of Chemical Engineering, The University of Michigan,
Ann Arbor, Mich. 48104 USA

des Übersetzters:
Stephan Kempe, 2 Hamburg 13, von -Melle Park 11, Geol.-Pal. Institut.

TÄTIGKEITSBERICHT 1974 DER ARBEITSGEMEINSCHAFT HÖHLE UND KARST STUTTGART

Mit Ende des Jahres 1974 feierte die Arge ihr einjähriges Bestehen.

Durch eine systematisch angelegte Höhlensuche in Hohenlohe konnten mehrere Höhlen entdeckt werden; ein Objekt darunter hat mehr als 500 m Länge. Die weiteren Bearbeitungen - wie Vermessen etc. - sind in die Wege geleitet.

Der Schwerpunkt unserer Tätigkeit lag bei der weiteren Erforschung der Schandtauberhöhle. Ein Verfahren zur "Unterschutzstellung" wurde eingeleitet. Einzelheiten der Höhle wurden bei Vorträgen in Rothenburg ob der Tauber und Laichingen berichtet.

Am oberen Neckar wurden ebenfalls verschiedene Höhlen entdeckt - darunter eine 28 m tiefe Schachthöhle.

Im oberen Donautal wurden beim 14-tägigen Sommerlager neue Objekte erforscht und davon einige vermessen. Die Unterlagen wurden dem Höhlenkataster Schwäbische Alb (Laichingen) übergeben.

Eine 5-wöchige Reise führte in Karst- und Tauchgebiete der Türkei. Die Höhle 'Hot-Springs' bei Karaada, Küstenhöhlen sowie Höhlen bei Alanya und Silifke wurden besucht. Neben den Tuffhügelwohnungen und Kirchen von Göreme, Urgüp, Gülşehir usw. wurden Forschungen und Neuvorstöße in den unterirdischen Städten von Derinkuyu, Ören Tepe, Ayan, Tilköy und Özkonak durchgeführt.

Weitere Höhlentouren galten dem Kennenlernen deutscher Höhlengebiete - wie Fränkische Alb, Sauerland, Allgäuer Alpen und Elbsandsteingebirge.

Die Arbeiten am "Höhlenkataster Südwest-Deutschland" gingen weiter voran. Eine Übersicht über die gebietsmäßige Abgrenzung und Gliederung sowie den organisatorischen Aufgaben des Katasters ist in Heft 4 der "Beiträge" gegeben worden. Die Zahl der Höhlen beträgt inzwischen 140.

Die "Beiträge zur Höhlen- und Karstkunde in Süddeutschland", die von unserer Arbeitsgemeinschaft herausgegeben werden, berichten ausführlich über die verschiedenen Aktivitäten.

Kontaktanschrift: Wolfgang Morlock
7140 Ludwigsburg, Neue Weingärten 32

Kationen	mg/l	Spuren	mg/l	Spuren
Natrium (Na ⁺)	0	0	0	0
Ammonium (NH ₄ ⁺)	0	0	0	0
Calcium (Ca ⁺⁺)	73	0	0	0
Magnesium (Mg ⁺⁺)	0	0	0	0
Eisen (Fe ⁺⁺)	0	0	0	0
Mangan (Mn ⁺⁺)	0	0	0	0
Aluminium	0	0	0	0
Chlorid (Cl ⁻)	10	0	0	0
Nitrat (NO ₃ ⁻)	0	0	0	0
Nitrit (NO ₂ ⁻)	0	0	0	0
Gesamt	73	0	0	0