

Über die Luftbewegung in Höhlen.

Von Dr. Karl Wolf,

Professor an der Techn. Hochschule in Wien.

Bei der Untersuchung der Bedingungen, die auf die Eisbildung in einer Höhle im günstigen oder ungünstigen Sinne einwirken, ist die Frage nach den Windverhältnissen in einer solchen von höchster Bedeutung. In den folgenden Zeilen soll daher zunächst eine allgemeine theoretische Darstellung der Luftbewegung vom physikalischen Standpunkt aus gegeben werden, soweit eine solche möglich ist. Die Ergebnisse werden dann mit den bei der Dachstein-Rieseneishöhle bei Obertraun gemachten Beobachtungen verglichen und es zeigt sich, daß eine befriedigende qualitative Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung erzielt werden kann und daß gewisse Erscheinungen beim Höhlenwind, die bisher einer Erklärung Schwierigkeiten bereiteten, sich zwanglos aus den theoretischen Voraussetzungen ergeben.

Den Anstoß zu diesen Überlegungen haben die Untersuchungen zum Schutze der Eisfiguren in der Dachstein-Rieseneishöhle gegeben.

Die erste Tatsache, die bei längerer Beobachtung der Luftbewegung am Eingang einer Höhle auffällt, ist die, daß der Wind je nach den Temperaturverhältnissen bald aus der Höhle heraus, bald in die Höhle hinein weht. Da man Eishöhlen wegen ihrer Höhenlage gewöhnlich im Sommer besucht und dabei vom unteren Eingang in die Höhle einsteigt, so wird der Wind gewöhnlich aus der Höhle herausblasen; nur im Frühjahr oder Herbst wird auch Windstille herrschen oder die Luft ins Innere der Höhle ziehen.

Bei Höhlen, die eine obere und untere Tagöffnung besitzen (dynamische Wetterhöhlen) ist von verschiedenen Beobachtern eine Erklärung für diese Erscheinungen gegeben worden¹.

Ist die Außenluft am unteren und oberen Eingang der Höhle wärmer als im Innern derselben, so fällt die kalte Luft beim unteren Eingang heraus;

¹ Vgl. hiezu unter anderem: B o c k H., Mathematisch-physikalische Untersuchungen der Eishöhlen und Windröhren in: „Höhlen im Dachstein“, Graz 1913, S. 102—138. H a u s e r E.-O e d l R., Eisbildungen und meteorologische Beobachtungen in: „Die Eisriesenwelt im Tennengebirge“, Spel. Monographien, Bd. VI, Wien 1926, S. 77—105. K y r l e G., Höhlenwetter in: „Grundriß der theoretischen Speläologie“, Spel. Monographien, Bd. I, Wien 1923, S. 203—229. S a a r R., Höhleneisbildungen in: „Die Dachstein-Rieseneishöhle“, Österr. Höhlenführer, Bd. I, Wien 1923, S. 42—47.

sinkt aber an der oberen Öffnung die Außentemperatur unter die der Höhle herab, dann steigt die jetzt wärmere Luft der Höhle herauf und saugt an der unteren Öffnung Luft nach, so daß dann der Wind dort ins Innere der Höhle hinein weht. Diese Erklärung, die ja nur einen Hinweis auf die in erster Linie in Betracht kommenden Faktoren geben will und auf eine quantitative Darstellung verzichtet, hat sich in vielen, aber nicht in allen Fällen als ausreichend erwiesen. Bei den Dachstein-Rieseneishöhlen zeigte die Beobachtung, daß auch an Tagen, wo am unteren und auch an dem eventuell vorhandenen oberen Höhlenausgang am Plateau Temperaturen herrschten, die höher als die Innentemperatur der Höhle waren, der Höhlenwind dennoch nach i n n e n wehte.

Um nun eine, soweit das möglich ist, auch rechnerische Darstellung der Luftbewegung zu geben, wollen wir zunächst den einfachen, natürlich nur hypothetischen Fall betrachten, daß wir eine Höhle von annähernd konstantem Querschnitt mit zwei Ausgängen vor uns haben, die vom unteren bis zum oberen Ende dauernd ansteigt (Fig. 81). Die Temperatur der Außenluft an der unteren

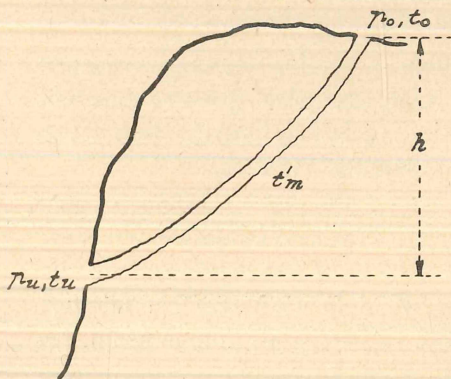


Fig. 81.

Schema einer Höhle, durchaus ansteigend

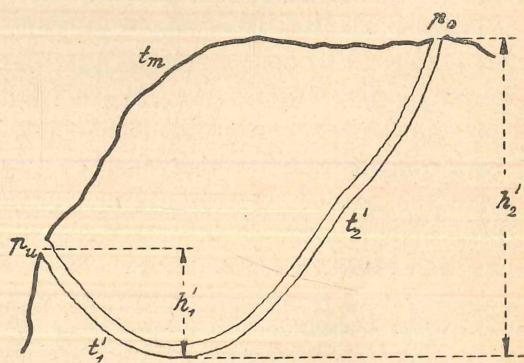


Fig. 82. Schema einer Höhle,

zuerst abfallend, dann ansteigend.

Öffnung sei t_u , die an der oberen sei t_o , die Mitteltemperatur der Außenluft also, da wir ein lineares Temperaturgefälle voraussetzen können

$$t_m = \frac{t_u + t_o}{2}.$$

Die Temperatur im Höhleninnern sei konstant t'_m , der atmosphärische Druck oben sei analog mit p_o , der unten mit p_u bezeichnet.

Die Beziehung zwischen Druck, Volumen und Temperatur eines Gases ist uns durch das bekannte Gay-Lussacsche Gesetz gegeben

$$pv = p_o v_o (1 + \alpha t)$$

wo $\alpha = \frac{1}{273}$ den Ausdehnungskoeffizienten eines idealen Gases bedeutet. Führen wir statt der spezifischen Volumina v und v_o , die absoluten Dichten μ und μ_o ein, so

hat die Gleichung die Gestalt
$$\frac{p}{\mu} = \frac{p_0}{\mu_0} \left(1 + \alpha t \right)$$

p_0 und μ_0 sind dabei Druck und Dichte bei Null Grad C, p und μ die bei t Grad C. Wir können diese Gleichung noch auf die einfache Form bringen

$$\frac{p}{\mu} = R T \quad (1)$$

wenn wir die absolute Temperatur $T = 273 + t$ einführen und die Konstante, wie üblich, als die Gaskonstante R bezeichnen; sie hat für Luft einen Wert von 2927, bezogen auf cm und Grammgewicht.

Da die Luftsäule in der Höhle ein anderes Gewicht hat als eine entsprechende von gleicher Höhe im Außenraum, so wird eine Druckdifferenz zwischen Innen- und Außenluft auftreten, die zu einer Bewegung Anlaß gibt und die gleich der Differenz der Gewichte zweier gleich hoher Luftsäulen von gleichem Querschnitt im Innen- und Außenraum ist. In der freien Luft entspricht der Höhendifferenz h bei den angenommenen Temperaturen eine Druckdifferenz

$$p_u - p_o = p_u \left(1 - e^{-\frac{g h}{R T_m}} \right)$$

(barometrische Höhenformel). Im Innern der Höhle

$$p'_u - p'_o = p_u \left(1 - e^{-\frac{g h}{R T_m}} \right).$$

Der Unterschied zwischen innerer und äußerer Druckdifferenz ist daher (g ist die Erdbeschleunigung)

$$p_u \left(e^{-\frac{g h}{R T_m}} - e^{-\frac{g h}{R T_m}} \right).$$

Die Geschwindigkeit v' , mit der sich die Luft in der Höhle bewegt — bei konstantem Querschnitt muß diese Geschwindigkeit ja in allen Teilen derselben die gleiche sein — ist dann nach einem bekannten Satz der Hydro-mechanik gleich

$$v'^2 = 2 \frac{p_u}{\mu'} \left(e^{-\frac{g h}{R T_m}} - e^{-\frac{g h}{R T_m}} \right) \quad (2)$$

μ' ist die absolute Dichte der Höhlenluft (alle gestrichelten Größen beziehen sich auf das Höhleninnere). Für p_u können wir dabei noch nach der Grundgleichung $R \mu_u T_u$ setzen, so daß (2) übergeht in

$$v'^2 = 2 R T_u \frac{\mu_u}{\mu'} \left(e^{-\frac{g h}{R T_m}} - e^{-\frac{g h}{R T_m}} \right).$$

Da der Exponent von e einen kleinen Wert hat, so können wir die Exponentialfunktion durch die ersten Glieder ihrer Reihenentwicklung ersetzen und bekommen als endgültiges Ergebnis

$$v'^2 = 2 R T_u \frac{\mu_u}{\mu'} \left(1 - \frac{g h}{R T_m} - 1 + \frac{g h}{R T_m} \right) = 2 g h T_m \frac{\mu_u}{\mu'} \left(\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T_m} \right). \quad (3)$$

Diese Formel haben wir unter der Voraussetzung errechnet, daß die Luftsäule in der Höhle schwerer ist, als die im Außenraum. Wäre das Umgekehrte der Fall, so hätten wir rechts nur die Vorzeichen umzudrehen. Daraus folgt, daß sich die Richtung des Höhlenwindes umkehrt, die Luft am unteren Eingang in die Höhle hineinströmen wird, wenn T_m kleiner als T'_m , also

$$\frac{T_u + T_o}{2} < T'_m \text{ ist.}$$

Das steht im Einklang mit der eingangs angeführten Erklärung der Luftbewegung, nur erkennt man jetzt, daß es dabei auf die mittlere Temperatur der Außenluft und nicht auf die in der unteren oder oberen Öffnung allein ankommt.

Einfacher, aber weniger exakt, kommt man zu einer mit (3) fast übereinstimmenden Formel, wenn man von der hydrostatischen Änderung des Druckes absieht. Bei konstantem Druck verhalten sich die Gewichte der betrachteten Luftsäulen wie die Produkte aus Höhe und Dichte und die Dichten wieder sind nach dem Gay-Lussacschen Gesetz verkehrt proportional den absoluten Temperaturen. Die Gewichts-differenz ist daher gegeben durch

$$273 \, g \, h \left(\frac{1}{T'_m} - \frac{1}{T_m} \right)$$

und demnach

$$v'^2 = 2 \, g \, h \, 273 \left(\frac{1}{T'_m} - \frac{1}{T_m} \right). \quad (4)$$

Diese Gleichung stimmt mit (3) fast überein. Der Ausdruck in der Klammer ist der gleiche und auch die vor derselben stehenden Faktoren sind wenig verschieden, da $\frac{T_u \mu_u}{\mu'}$ nicht viel von 273 verschieden ist.

Ist nun, wie ja immer in Wirklichkeit, der Querschnitt der Höhle nicht konstant, so gibt Gleichung (3) nur die mittlere Geschwindigkeit v'_m im Höhlenkanal an und wenn man dessen mittleren Querschnitt F'_m nennt, so ist, nach der Kontinuitätsgleichung, der Bedingung des gleichmäßigen Strömens, die Geschwindigkeit v' in einem beliebigen Querschnitt F' dann durch die Formel gegeben

$$v' F' = v'_m F'_m.$$

Durch die Reibung an den Wänden, besonders bei scharfen Ecken, wird nun ein Teil der Energie der Strömung aufgezehrt, die Geschwindigkeit vermindert und man kann diesen Verlust an Energie am besten in der Weise berücksichtigen, daß man in (3) noch ein Glied in der Form einer „Widerstandshöhe“ als Subtrahend hinzufügt — $\frac{v^2}{2g}$ hat ja die Dimension einer Länge —. Wenn wir dieses Glied h'_w nennen, so geht die Gleichung (3) in die Gestalt über

$$v'^2 = 2 \, g \left[\frac{\rho_u}{\mu'} T_u h \left(\frac{1}{T'_m} - \frac{1}{T_m} \right) - h'_w \right] \quad (5)$$

es muß also die Differenz $\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T_m}$ einen bestimmten Betrag übersteigen, damit überhaupt eine Bewegung eintritt. Bei der Bewegung in der entgegengesetzten Richtung ist h'_w auch wieder negativ anzusetzen, dem Charakter der Reibung entsprechend vermindert ja diese immer die Geschwindigkeit.

Nach Formel (3) bzw. (5) kann aber nie ein Hineinströmen der Luft am unteren Höhleneingang stattfinden, wenn die Temperatur an der oberen und unteren Höhlenöffnung höher ist als wie im Innern. Wenn dies also doch eintritt, wie es ja nach den Beobachtungen der Fall ist, so müssen die Voraussetzungen, die wir über den Verlauf der Höhle und über die Temperaturen in derselben gemacht haben, geändert werden. In der Tat kommt man unter Annahme noch immer recht einfacher Verhältnisse zu dem gewünschten Ergebnis. Wir wollen voraussetzen, daß die Höhle aus zwei Teilen mit verschiedener Temperatur gebildet wird, was dem Bau von Eishöhlen entspricht — einem absteigenden von niedrigerer Mitteltemperatur t_1 und einem ansteigenden von höherer Mitteltemperatur t_2 (Abb. 82), die entsprechenden Höhen seien h'_1 und h'_2 . Die zur Bewegung Anlaß gebende Druckdifferenz läßt sich auf ganz analoge Weise wie im vorigen Beispiel berechnen. In der Außenluft ist der Druckunterschied zwischen dem Niveau der unteren und oberen Höhlenöffnung

$$p_u \left(1 - e^{-g \frac{h'_2 - h'_1}{R T_m}} \right). \quad (6)$$

Im Höhlenkanal ist der analoge Unterschied, wenn der Druck am tiefsten Punkt der Höhle mit p' bezeichnet wird,

$$p' - p_o - (p' - p_u) = p_u \left[1 - e^{-\frac{g h'_2}{R T_2'}} - \left(1 - e^{-\frac{g h'_1}{R T_1'}} \right) \right]$$

oder wenn wir für $p' = p_u e^{+\frac{g h'_1}{R T_1'}}$ einsetzen

$$p_u \left[1 - e^{-\frac{g}{R} \left(\frac{h'_1}{T_1'} - \frac{h'_2}{T_2'} \right)} \right]. \quad (7)$$

Der Unterschied von (7) und (6) ist daher

$$p_u \left[e^{-g \frac{h'_2 - h'_1}{R T_m}} - e^{-\frac{g}{R} \left(\frac{h'_1}{T_1'} - \frac{h'_2}{T_2'} \right)} \right]$$

und die entsprechende Geschwindigkeit also

$$v^2 = \frac{2 R T_u \mu_u}{\mu_1'} \left[e^{-\frac{g (h'_2 - h'_1)}{R T_m}} - e^{-\frac{g}{R} \left(\frac{h'_1}{T_1'} - \frac{h'_2}{T_2'} \right)} \right]. \quad (7)$$

Wenn wir wieder die Exponentialfunktion durch eine Reihe ersetzen und mit dem ersten Glied abbrechen, haben wir

$$v^2 = \frac{2 g T_u \mu_u}{\mu_1'} \left[-\frac{h'_2 - h'_1}{T_m} + \frac{h'_2}{T_2'} - \frac{h'_1}{T_1'} \right]. \quad (8)$$

Wenn man die hydrostatische Änderung des Druckes mit der Höhe vernachlässigt, kommen wir ebenso wie im früheren Fall zu einer ganz analogen Formel, die sich ebenfalls nur durch den Faktor vor der eckigen Klammer geringfügig von der eben abgeleiteten unterscheidet.

Soll die Luftströmung durch die Höhle in entgegengesetzter Richtung verlaufen, am unteren Ende der Wind in die Höhle hineinblasen, so sind die Vorzeichen in der eckigen Klammer umzukehren. Dann muß also

$$\frac{h_2' - h_1'}{T_m} + \frac{h_1'}{T_1'} > \frac{h_2'}{T_2'} \text{ sein.} \quad (9)$$

Da h_2' größer als h_1' sein soll, tritt das immer ein, wenn T_m kleiner ist als T_1' und T_2' . Dann liegen dieselben Verhältnisse vor, wie wir sie im ersten Fall behandelten. Es kann aber auch vorkommen, daß diese Ungleichung besteht, wenn T_m größer ist als T_1' und T_2' , vorausgesetzt, daß T_1' einen kleineren Betrag als T_2' hat — im absteigenden Ast der Höhle die Temperatur tiefer ist, als im ansteigenden — und dabei noch die Höhe dieser letzteren h_2' kein allzu großes Vielfaches von h_1' ist. Nehmen wir etwa an, daß

$$T_m = \frac{T_u + T_o}{2} = T_2' + \alpha \text{ und } T_1' = T_2' - \beta$$

sei, wo α und β positive Größen bedeuten, so haben wir eingesetzt in (9)

$$\begin{aligned} \frac{h_2' - h_1'}{T_2' + \alpha} + \frac{h_1'}{T_2' - \beta} &> \frac{h_2'}{T_2'} \\ \text{oder} \\ \frac{h_1' - h_1'}{1 + \frac{\alpha}{T_2'}} + \frac{h_2'}{1 + \frac{\alpha}{T_2'}} &> h_2'. \end{aligned}$$

Das können wir, da $\frac{\alpha}{T_2'}$ und $\frac{\beta}{T_2'}$ klein gegen eins sind, in der Form anschreiben

$$(h_2' - h_1') \left(1 - \frac{\alpha}{T_2'}\right) + h_1' \left(1 + \frac{\beta}{T_2'}\right) > h_1'$$

$$h_2' - \frac{1}{T_2'} \left[(h_2' - h_1') \alpha - h_1' \beta \right] > h_1'$$

oder schließlich

$$(h_2' - h_1') \alpha - h_1' \beta < 0. \quad (10)$$

Ist die Mitteltemperatur der Außenluft gleich der im ansteigenden Ast, so ist $\alpha = 0$ und wir erkennen aus Formel (10), daß auch bei beliebiger Höhe h_2' der Wind beim unteren Eingang nach innen geht. Setzen wir, um ein konkretes Beispiel zu betrachten, $t_m = +2^\circ$, $t_1' = -1^\circ$, $t_2' = +1^\circ$ Temperaturen, wie sie an jenen Tagen, wo die Umkehr des Höhlenwindes bei den Dachsteinhöhlen beobachtet wurde, außen und im Innern der Höhle tatsächlich vorhanden sein konnten — so ist $\alpha = +1$, $\beta = +2$ und Formel (10) gibt

$h_2' < 3 h_1'$. Der ansteigende Ast der Höhle darf also höchstens dreimal so hoch als der absteigende sein, damit bei den angenommenen Temperaturverhältnissen der Wind am unteren Ausgang in die Höhle hineinweht, obwohl die Außentemperaturen höher als in der Höhle sind. Diese Beziehung kann bei der Konfiguration der Dachsteineishöhle ohne weiteres erfüllt sein, der absteigende Ast entspricht der befahrenen Eishöhle bis zum Parsifaldom, der aufsteigende der weiteren noch unbekannten Fortsetzung der Höhle von dem Loch im Versturz des Parsifaldoms — dort herrscht ja immer ein beträchtlicher Luftzug — bis zu den hypothetischen Öffnungen am Plateau. Damit ist prinzipiell die Möglichkeit des Eintretens des beobachteten Ausnahmefalles gezeigt.

Man könnte in dem eben behandelten Fall ebenso wie früher durch die Einführung einer Widerstandshöhe h'_w auch auf die Reibungsverluste bei der Luftbewegung in der Höhle Rücksicht nehmen. Wegen der Schwierigkeiten, die sich einer experimentellen Bestimmung des mittleren Querschnittes F_m einer Höhle entgegenstellen, wird man nur in den seltensten Fällen in der Lage sein, quantitativ die Größe der Geschwindigkeit v_m zu ermitteln. Wir müssen uns darauf beschränken, die Umstände, unter denen ein Wechsel der Windrichtung eintritt, also v_m Null wird, besonders die dabei herrschenden Temperaturen möglichst genau zu beobachten. Dann können wir aus unseren Formeln immerhin einiges über die Größen h_1' und h_2' und über die Widerstandshöhe h'_w , also über den Bau der Höhle entnehmen.

Hat eine Höhle mehr als zwei Eingänge, so werden die Überlegungen bedeutend verwickelter, könnten aber auf ähnliche Weise durchgeführt werden. Je nach den Temperaturen und den Widerstandshöhen der einzelnen Teile sind dann bei gegebenen Temperaturen an den Öffnungen und bei bekannter Lage derselben noch verschiedene Möglichkeiten für die Richtung des Höhlenwindes an den einzelnen Eingängen vorhanden. Darauf näher einzugehen würde sich nur lohnen, wenn man das entsprechende Beobachtungsmaterial vor sich hätte. In der vorliegenden Arbeit handelt es sich vorerst nur darum, die prinzipiellen Grundlagen für die Behandlung derartiger Fragen festzulegen und allgemein zu zeigen, daß auf diese Weise tatsächlich eine Erweiterung unserer Kenntnisse der Luftbewegung zustande kommt und eine Erklärung für beobachtete Tatsachen gegeben werden kann, die der gewöhnlichen Auffassung Schwierigkeiten bereiten.

Eine Wertung des einschlägigen Materiales, das sich bei den eingangs erwähnten Untersuchungen in der Dachstein-Rieseneishöhle ergeben hat, wird in den Speläologischen Monographien im Rahmen der Veröffentlichung der Gesamtergebnisse dieser Untersuchungen besorgt werden.

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Speläologisches Jahrbuch](#)

Jahr/Year: 1929

Band/Volume: [10-12 1929](#)

Autor(en)/Author(s): Wolf Karl

Artikel/Article: [Über die Luftbewegung in Höhlen 91-97](#)