

Der Einfluß physikalischer Prozesse auf chemisch-biologische Vorgänge im See

Dieter M. Imboden

1. Energieflüsse im See

Die Physik spielt in der Diskussion ökologischer Selbstregulation eine wichtige Rolle, nicht als Regelement, sondern als die wichtigste äußere Störung, welche durch das Ökosystem abgefangen, reguliert werden muß. Diese äußeren Störungen, gleichsam das Testgelände der Selbstregulation, sind die Folge von zeitlich sich ständig wandelnder Energieflüsse.

Die Wirkung dieser Flüsse ist im See stark anisotrop, d.h. in der Horizontalen weit direkter als in der Vertikalen. Entsprechend wird sich deren Regulation als verschieden erweisen, wobei der „langsameren“ Vertikalrichtung eindeutig größere ökologische Bedeutung zukommt. Beginnen wir also mit einer Diskussion über Energieflüsse:

Im Prinzip wirken zwei Arten von Energie auf den See, thermische und mechanische. Die thermischen Energieumsätze, welche im vorangehenden Kapitel über das Strahlungsangebot in Atmosphäre und Hydrosphäre zur Sprache kommen, sind zwar um einige Zehnerpotenzen größer als die mechanischen (Abb. 1); so beträgt auch während einer sehr starken Sturmes der Eintrag an kinetischer Energie in Form von Wellen und Strömungen kaum mehr als einige Hundertstel Watt pro m^2 . Doch Strömungen, so klein ihr Anteil an der Energiebilanz des Sees auch sein mögen, stellen geordnete Bewegung dar, welche Stoffe und Wärme im See über größere Distanzen transportieren und somit die Partner für die chemischen und biologischen Prozesse zusammenführen sowie via Oberflächentemperatur den thermischen Energiehaushalt indirekt mitbeeinflussen.

Der mechanische Energieinhalt umfaßt erstens das gesamte Spektrum von Bewegungsenergien (kinetische Energie), angefangen bei den großräumigen Seeströmungen über lokale Wirbel bis hinunter zur kleinräumigen Turbulenz; auch die Energie der Oberflächen- und internen Wellen ist dazu zu zählen. Zweitens gehört zum mechanischen Energiefluß die Veränderung der potentiellen Energie der Wassermassen, wie sie als Folge von vertikaler Temperatur- bzw. Dichte-Schichtung auftritt.

Als Illustration für die potentielle Energie stelle man sich eine Wassersäule der Höhe h vor, welche je zur Hälfte aus Wasser der Temperatur von $10^\circ C$ (unten) und $20^\circ C$ (oben) besteht (Abb. 2a): Infolge der Konzentrierung des schweren ($10^\circ C$) Wassers in der unteren Hälfte liegt der Massenschwerpunkt S_M unterhalb des Volumenschwerpunktes S_V . Wird die Wassersäule vollständig durchmischt, so steigt S_M der jetzt durchgehend $15^\circ C$ warmen Wassermasse auf die Höhe S_V an: Als Folge der Durchmischung hat sich die potentielle Energie der Wassermasse vergrößert; die entsprechende Energie ist dem kinetischen Energieinhalt entzogen worden. Befindet sich hingegen zu Beginn das kältere (also schwere) Wasser in der oberen Schicht — etwa als Folge einer Abkühlung in der Oberfläche-, so liegt S_M über S_V (Abb. 2b). Die Durchmischung läuft spontan ab, wobei sich die frei werdende potentielle Energie in kinetische Energie (Konvektion, Turbulenz) umwandelt.

Der mechanische Energiehaushalt (wie übrigens auch der thermische) wird hauptsächlich von der Seeoberfläche her, nämlich von der Zufuhr kinetischer Energie durch den Wind, beeinflusst. Die sog. Wind-indu-

zierten Strömungen zerfallen (dissipieren) in einer Kette von komplexen Vorgängen bis hinunter zu jenen kleinsten Wirbeln, bei denen alle Energie durch interne Reibung des Wassers (Viskosität) in Wärme umgewandelt wird (vgl. Abschnitt 3). Auch die Zuflüsse führen dem See mechanische Energie zu, welche sich als Strömung, Turbulenz und als Veränderung der vertikalen Temperaturverteilung (potentielle Energie) manifestiert. Die Absorption von Strahlungsenergie in den oberflächennahen Schichten bewirkt einen vertikalen Temperatur- bzw. Dichtegradienten und damit eine Bewegung des Massenschwerpunktes S_M nach unten. Die Windkraft hebt die Schichtung innerhalb einer gewissen Oberflächenschicht der Dicke z_E (dem sog. Epilimnion) wieder auf (Abb. 3). Die Lage von z_E ist somit das Resultat eines dynamischen Gleichgewichtes zwischen Einstrahlung und Wind und damit stark abhängig von der Jahreszeit. Während im Frühling und Sommer als Folge des großen Wärmeflusses von der Atmosphäre in den See die Produktion von potentieller Energie gegenüber der vom Wind induzierten Turbulenz überwiegt und z_E somit sehr klein ist, wird im August oder September der Wärmefluß von der Atmosphäre in den See negativ (der See kühlt sich ab). Die Tiefe des Epilimnions wächst — auch wenn keine mechanische Turbulenz eingetragen wird — nur schon wegen der aus potentieller Energie frei werdenden Turbulenz (konvektive Turbulenz). Ein Beispiel findet sich in Abb. 2b.

Schreitet die Absenkung der Durchmischungstiefe z_E während des Winters so rasch voran, daß z_E noch vor dem Einsetzen der neuen Stagnationsperiode im Frühling die maximale Seetiefe erreicht, so spricht man von einer Vollzirkulation; der See heißt holomiktisch. Ist dies nicht der Fall, so nennt man den See meromiktisch; in solchen Seen bleiben die tiefsten Wassermassen von der Zirkulation ausgeschlossen, was allerdings — wie noch zu zeigen ist — nicht heißt, es bestünde überhaupt kein Austausch mit dem übrigen Seewasser. Kleine Wassertiefen, ein kaltes Klima und starke Winde begünstigen das Auftreten von holomiktischen Seen. Im Vierwaldstättersee, am Nordrand der Zentralschweizer Alpen gelegen, ist beispielsweise als Folge der starken Windeinwirkung (Föhn) das in der N/S-Richtung gelegene Urner Becken holomiktisch, während das benachbarte Gersauer Becken aus topographischen Gründen vom Wind abgeschirmt und deshalb nur fakultativ holomiktisch ist (Vollzirkulation nicht jährlich), dies obschon beide Becken praktisch gleich tief (200 und 214 m) und — abgesehen vom Wind — den gleichen meteorologischen Bedingungen ausgesetzt sind.

Um das bisher Gesagte zu konkretisieren, wollen wir nun die erwähnten Energieflüsse quantifizieren und beginnen dabei mit der Wirkung des Windes. An der Grenze zweier verschiedenartiger, insbesondere nicht mischbarer Medien bilden sich sog. molekulare Grenzschichten aus. Molekular heißt diese dünne Schicht deshalb, weil in ihr nur molekulare Transportprozesse (wie molekulare Diffusion von Wärme und gelösten Substanzen) stattfinden, turbulente Strömungswirbel hingegen nicht in sie vordringen können (Über Turbulenz wird noch im Abschnitt 3 zu sprechen sein). Die wichtigsten Grenzflächen im

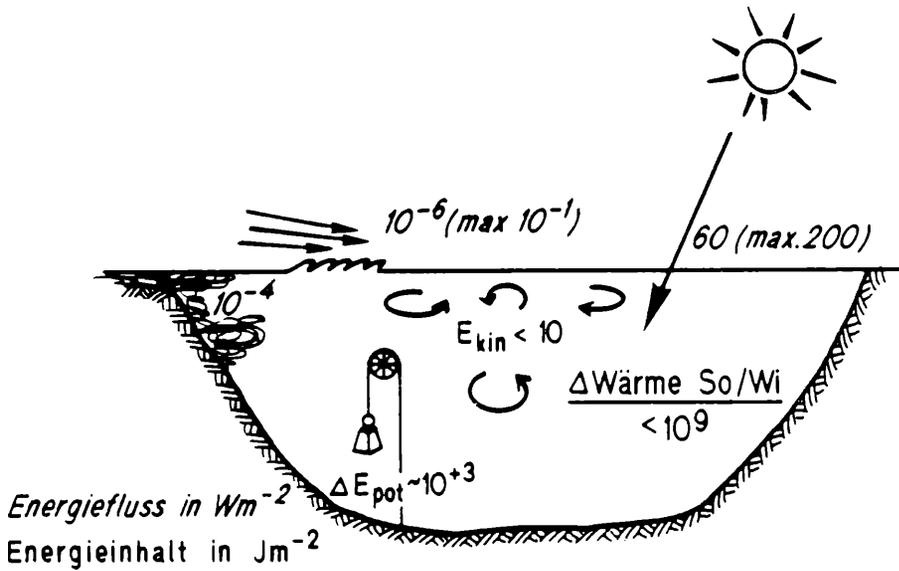


Abbildung 1

Typische Energieflüsse und Energieinhalte in einem See. Flüsse sind Wärmeaustausch (thermische Energie), Wind und Zuflüsse (beide kinetische Energie). In Mitteleuropa beträgt der thermische Energiefluß im Mittel 60 Wm^{-2} , nämlich je rund 6 Monate in den See hinein bzw. aus dem See heraus. Dies entspricht einer Wärmeeinhaltsveränderung zwischen Sommer und Winter von rund 10^9 Jm^{-2} . E_{pot} ist in der Dichteschichtung gespeichert, E_{kin} als Bewegungsenergie der Seeströmungen.

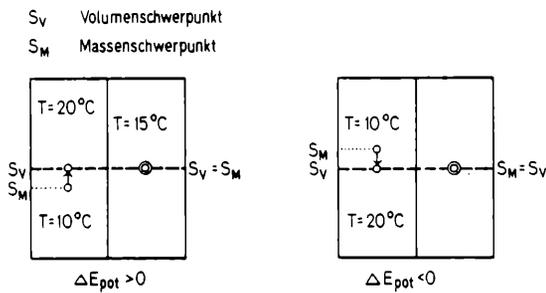


Abbildung 2

a (links): Als Folge einer Durchmischung der beiden Wassermassen unterschiedlicher Temperatur wandert der Massenschwerpunkt (S_M) zum Volumenschwerpunkt S_V hinauf, was einem Anstieg der potentiellen Energie entspricht und somit nur unter Einfluß eines externen mechanischen Energieinputes (Wind, Zuflüsse) abläuft.
b (rechts): Eine inverse Schichtung (kaltes, schweres Wasser auf warmem Wasser) mischt spontan; es wird turbulente kinetische Energie frei.

See sind der Seegrund und die Wasseroberfläche (wo es zwei Grenzschichten gibt, eine in der Luft, die andere im Wasser, vgl. Abb. 4). Man darf sich diese Grenzschicht nun aber nicht zu wörtlich als feste Haut vorstellen. Vielmehr wird sie sich je nach Wind und Wasserbewegung immer wieder verändern. Ihre „scheinbare“ Dicke hängt ferner nicht nur vom Wind, sondern auch von der „Fähigkeit“ der durch die Schicht zu transferierenden Größe ab, in die molekulare Schicht vorzustoßen. Da beispielsweise der Koeffizient der molekularen Wärmediffusion ungefähr 100-mal größer ist als derjenige von gelösten Substanzen (etwa von gelöstem molekularem Sauerstoff), „spürt“ der Sauerstoff eine viel dickere Grenzschicht (typischerweise einige Zehntel Millimeter dick) als beispielsweise der thermische Energiefluß.

Das größte molekulare „Penetrationsvermögen“ (und damit die kleinste Grenzschicht) besitzt die Bewegungsenergie oder genauer der sog. Impulsfluß. Es ist

dieser Fluß, welcher die Energie des Windfeldes auf das Wasser überträgt und damit Wellen, Turbulenz und Seeströmungen erzeugt. Der molekulare Diffusionskoeffizient für Impuls heißt kinematische Viskosität ν . Liegen zwei Flüssigkeitsschichten mit unterschiedlicher horizontaler Geschwindigkeit u übereinander, so wandert bekanntlich als Folge der Viskosität ein Impuls von der schnelleren Flüssigkeit zur langsameren; die Geschwindigkeiten gleichen sich an. Der Geschwindigkeitsunterschied (oder präziser der Geschwindigkeitsgradient, d.h. die Veränderung der Geschwindigkeit pro Distanz senkrecht zur Strömungsrichtung) heißt Schubspannung τ (vgl. Tabelle 1 für Definitionen und Einheiten): Je größer τ , desto größer der Impulsübertrag vom rascheren Medium (Luft) ins langsamere (Wasser). Mit τ und der Dichte von Luft ρ_L kann man eine sog. Reibungsgeschwindigkeit u_* definieren:

$$(1) \quad u_* = (\tau / \rho_L)^{1/2} \quad [\text{m/s}]$$

Da der Impulsfluß (bzw. die Schubspannung) τ durch die beiden Grenzschichten hindurch konstant sein muß (es gibt ja dort keine anderen Bewegungen, welche sonst noch Impuls aufnehmen (oder abgeben) und damit auch bei variierendem τ dem Impulssatz genüge tun könnten!), folgt für die Reibungsgeschwindigkeit in der wasserseitigen Grenzschicht (siehe Abb. 4):

$$(2) \quad \tau = \rho_L u_*^2 = \rho v_*^2 \text{ bzw. } v_* = \left(\frac{\rho_L}{\rho}\right)^{1/2} u_*$$

Der Energieübertrag durch den Wind an der luftseitigen Grenze (pro Fläche und Zeit, d.h. im Wm^{-2}) ist

$$(3) \quad P_w^* = \tau u_* = \rho_L u_*^3 \quad [\text{Wm}^{-2}]$$

(Beachte für das Verständnis dieser Gleichung, daß τ eine Kraft pro Fläche darstellt, welche — mit einem Weg pro Zeit multipliziert — zu einer Leistung pro Fläche führt!)

Entsprechend gilt für den Energieeintrag an der wasserseitigen Grenze

$$(4) \quad P_w = \tau v_* = \rho v_*^3 = (\rho_L^3 / \rho)^{1/2} u_*^3 \quad [\text{Wm}^{-2}]$$

Der kinetische Energieverlust in der Grenzschicht ist also

$$(5) \quad \Delta P_w = P_w^* - P_w = u_*^3 \rho_L (1 - (\rho_L / \rho)^{1/2}) \quad [\text{Wm}^{-2}]$$

Nach Tab. 2 werden somit rund 96.5 % der Energie in der Grenzschicht in Reibungswärme umgewandelt. Ideale Energieübertragung existiert nur für Fluide gleicher Dichte!

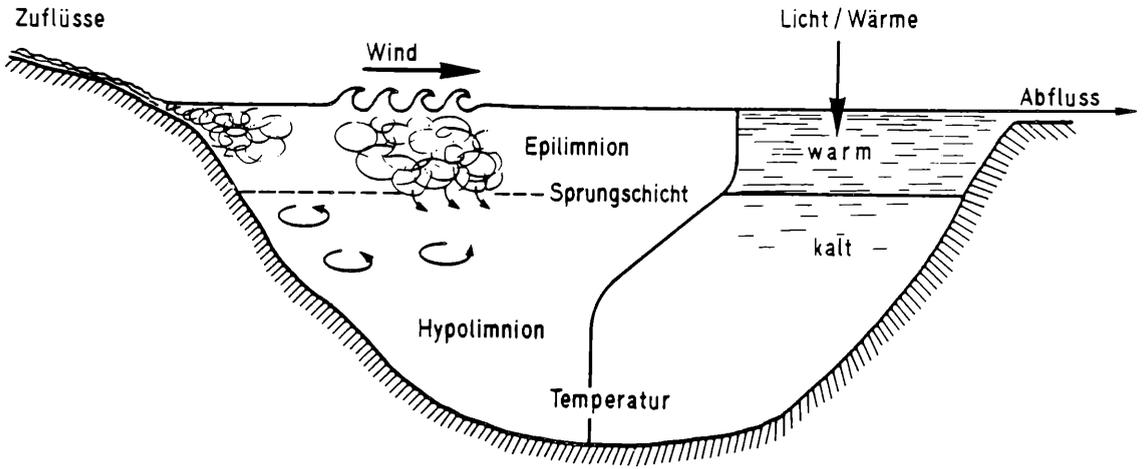


Abbildung 3

Die „Konkurrenz“ zwischen thermischer (rechts) und mechanischer (links) Energie im See: Die Sonneneinstrahlung schichtet den See, Wind und Zuflüsse mischen ihn.

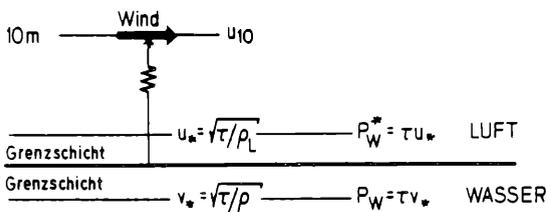


Abbildung 4

Der Eintrag von Bewegungsenergie (Impuls) vom Wind ins Wasser. Die „freie“ Windgeschwindigkeit u_{10} (10 m über der Wasseroberfläche gemessen) bewirkt in der Luft- bzw. Wasserseitigen molekularen Grenzschicht eine Schubspannung τ . u_* und v_* sind die sog. Reibungsgeschwindigkeiten, P_w^* bzw. P_w der Fluß von kinetischer Energie pro Fläche und Zeit.

Da in den wenigsten Fällen u_* aus Messungen bekannt ist oder durch eine Theorie genügend gut berechnet werden könnte, wird üblicherweise eine empirische Formel benutzt, welche die Windgeschwindigkeit in der Höhe z über dem Wasser, u_z , mit u_* verbindet, nämlich

$$(6) \quad u_*^2 = C_z u_z^2$$

Für $z = 10$ m liegt C_{10} , der sog. Windschubkoeffizient, zwischen 0.5 und 2×10^{-3} , ist aber selber noch von u_{10} abhängig. Nach Gl. (4) ist

$$(7) \quad P_w = \gamma u_z^3 \quad \text{mit} \quad \gamma = (C_z^3 \rho_L^3 / \rho)^{1/2}$$

Die Definition der wichtigsten Größen sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Wir halten also fest: Der Eintrag an Bewegungsenergie (sog. turbulenter kinetischer Energie, TKE) in den See wächst mit der 3. Potenz der Reibungsgeschwindigkeit u_* . Diese wiederum ist fast proportional zu einer weit weg von der Grenzschicht gemessenen Windgeschwindigkeit u_z .

Wenden wir uns nun dem thermischen Wärme- fluß zu: Wrkt während des Zeitintervalls Δt auf eine vollständig durchmischte Wasserschicht der Dicke h pro Fläche ein Wärmefluß der Größe H_{tot}^* , so erwärmt sich das Wasser um den Betrag (siehe Tab. 1 für Definitionen)

$$(8) \quad \Delta T = \frac{H_{tot}}{c_p h} \Delta t$$

Damit ändert sich das Wasservolumen bzw. die Dicke der Schicht (da ja bei gegebener Fläche das Wasser nur in die Senkrechte ausweichen kann!) um den Betrag

$$(9) \quad \Delta h = - \alpha h \Delta T = \frac{\alpha H_{tot}}{c_p} \Delta t$$

Tabelle 1

Definition der Größen zur Beschreibung der thermischen und mechanischen Energieflüsse an der Seeoberfläche

c	[J kg ⁻¹ °C ⁻¹]	Spezifische Wärme von Wasser bei konstantem Volumen ($c = 4180$ J kg ⁻¹ °C ⁻¹)
C_z	[—]	Windschubkoeffizient für Windgeschwindigkeit, welche in der Höhe z über der Wasseroberfläche gemessen wird
g	[ms ⁻²]	Erdbeschleunigung ($g = 9.81$ ms ⁻²)
H_{tot}	[Wm ⁻²]	Netto-Wärmefluß von der Luft ins Wasser
L	[m]	Monin-Obukhov Länge (siehe Gleichung 12)
u_*, v_*	[ms ⁻¹]	Reibungsgeschwindigkeit in Luft- bzw. Wasser-Grenzschicht
$\alpha = - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}$	[°C ⁻¹]	thermischer Ausdehnungskoeffizient von Wasser, Näherung für Temperaturen T zwischen 0 und 20 °C: $\alpha = 14 \times 10^{-6}$ (T - 4 °C)
ρ, ρ_L	[kg m ⁻³]	Dichte von Wasser und Luft
τ		Schubspannung in Grenzschicht (siehe Abb. 4)

Tabelle 2

Dichte von Luft und Wasser

	0°C	10°C	20°C
Dichte Luft ρ_L (g cm ⁻³)	1.273×10^{-3}	1.231×10^{-3}	1.189×10^{-3}
$(\rho_L / \rho_w)^{1/2}$	0.0357	0.0351	0.0345

*) H_{tot} ist ein Nettowärmefluß und berechnet sich aus der Differenz zwischen allen ins Wasser hinein und allen aus dem Wasser heraus führenden Wärmeflüssen.

(Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Wasser α ist in Tab. 1 definiert). Gleichzeitig wird der Massenschwerpunkt h_{MS} der Wassersäule, welcher sich in der halben Höhe $h/2$ befindet, um den Betrag $\Delta h/2$ angehoben. Die damit verbundene Veränderung der potentiellen Energie ist

$$(10) \quad \Delta E_{pot} = h g p \Delta h_{MS} = \frac{h g \alpha H_{tot}}{2c} \Delta t \quad [Jm^{-2}]$$

Für $\Delta t \rightarrow 0$ folgt für den „potentiellen Energiefluß“ pro Zeit

$$(11) \quad P_{pot} = \frac{\Delta E_{pot}}{\Delta T} = \frac{h \alpha g H_{tot}}{2c} \quad [Wm^{-2}]$$

Wie das Zahlenbeispiel in Tab. 3 zeigt, ist P_{pot} nur ein winziger Bruchteil des Wärmeflusses, aber als mechanischer Energiefluß hat P_{pot} eine Wirkung auf die vertikale Schichtstruktur der Wassersäule, welche direkt mit der vom Wind eingetragenen kinetischen Energie (Gl. 4) zu vergleichen ist. Jene Durchmischungstiefe h , bei der sich potentieller und kinetischer Energiefluß die Wage halten, heißt Monin-Obukhov Länge L . Man erhält sie, in dem man P_w gleich P_{pot} setzt und nach h auflöst:

$$(12) \quad h = L = \frac{2c p v^3}{\alpha g H_{tot}} \quad [m]$$

L ist ein Maß für die Tiefe jener Wasserschicht, welche vom Wind gegen die stabilisierende Wirkung der oberflächlichen Erwärmung homogenisiert werden kann. Ist L negativ, so ist die Wasserschicht instabil; konvektive Mischung führt – auch ohne Wind – zu vertikaler Durchmischung.

In Abb. 5 ist die Monin-Obukhov Länge für den Vierwaldstättersee mittels über jeweils einen Monat gemittelten Meteodaten berechnet (weiteres Beispiel in Tab. 3). Die Periode mit positivem L (März bis August) zeigt an, daß der See thermisch stabil ist. Zwar wird die oberste Wasserschicht durch den Wind beeinflusst, doch ist im Durchschnitt die Windwirkung sehr klein.

Vom Spetember bis Februar ist $L < 0$, was thermische Instabilität und das Vorherrschen von konvektiver Turbulenz bedeutet. In dieser Zeit sinkt die Sprungschicht ab, bis im ganzen See homötherme Verhältnisse herrschen. Allerdings kann daraus noch nicht auf eine jährliche Vollzirkulation des Sees geschlossen werden; der positive Wert von α zeigt nämlich an, daß die Oberflächentemperatur im 10-jährigen Mittel nie unter $4^\circ C$ sinkt (α wird negativ für Temperaturen unterhalb $4^\circ C$). In einzelnen Jahren ist das Auftreten einer inversen Schichtung im Gersauersee durchaus möglich.

Tabelle 3

Zahlenbeispiel für die Energieflüsse aus Wind und Wärme sowie für die Monin-Obukhov-Länge (Definition in Tab 1)

- Dichte Wasser $\rho = 1000 \text{ kgm}^{-3}$
- Luft $\rho_L = 1.2 \text{ kgm}^{-3}$
- Windschubkoeffizient $C_{10} = 1 \cdot 10^{-3}$
- Spezifische Wärme von Wasser $C = 4180 \text{ Jkg}^{-1}\text{k}^{-1}$
- Erdbeschleunigung $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$
- Thermischer Ausdehnungskoeffizient $\alpha = 2.2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ (bei ca. $20^\circ C$)
- Mischungstiefe $h = 5 \text{ m}$
- Mittlerer Nettowärmefluß $H_{tot} = 100 \text{ Wm}^{-2}$
- Potentieller Energiefluß (siehe Gl 11) $P_{pot} = 1.3 \cdot 10^{-4} \text{ Wm}^{-2}$
- Verhältnis $P_{pot}/H_{tot} = 1.3 \cdot 10^{-6}$

Für verschiedene Windgeschwindigkeiten u_{10} :

	1 ms^{-1}	10 ms^{-1}	Gleichung
Reibungsgeschw. im Wasser $v^* [\text{ms}^{-1}]$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	(2), (6)
Kinetischer Energieeintrag $P_w [\text{Wm}^{-2}]$	$1.3 \cdot 10^{-6}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$	(7)
Monim-Obukhov-Länge L	0.05 m	50 m	(12)
Flux-Richardson-Zahl Rf	100	0.1	(13)

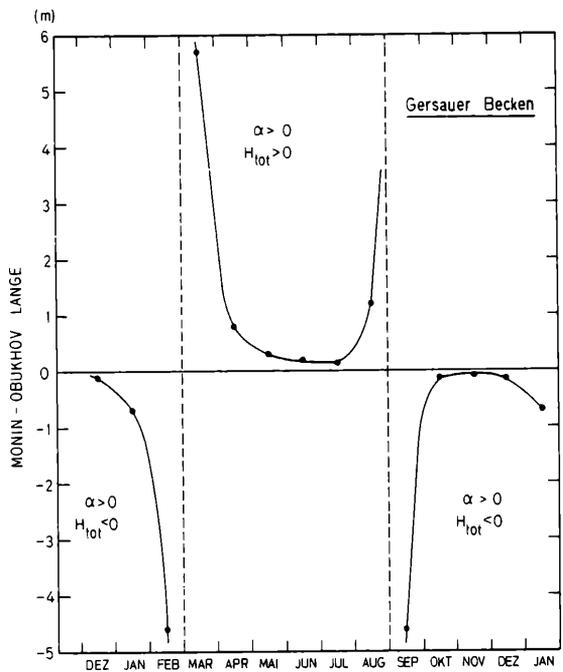


Abbildung 5

Monin-Obukhov Länge L für jeweils über einen Monat gemittelte Meteodaten im Vierwaldstättersee (Gersauer Becken). Der thermische Ausdehnungskoeffizient α ist immer positiv, weil die Wassertemperatur im Mittel nie unter $4^\circ C$ fällt. Der Nettowärmefluß und damit L sind positiv vom März bis August (stabile Schichtung), in der übrigen Zeit negativ (Abkühlung, konvektive Mischung).

Selbstverständlich ist die Monin-Obukhov-Länge stark durch meteorologische Einflüsse geprägt. Tatsächlich ändert L oft im Tages/Nacht-Rhythmus oder auch nur schon als Folge eines Gewitters das Vorzeichen, was im See einen ständigen Wechsel zwischen Stratifikation und konvektiver Mischung zeigt. Ein Beispiel aus dem Sempachersee (im Schweizer Mittelland nördlich von Luzern gelegen) kann dies illustrieren (Abb. 6): Am 19. und 20. Mai 1983, jeweils über Mittag, erreicht L seinen kleinsten positiven Wert, da der Wind klein und H_{tot} groß ist. Nachts führt der Wärmeverlust ($H_{tot} < 0$) zu negativen L -Werten (spontane Mischung durch konvektive Turbulenz). Ein Wind von über 10 m/s verhindert am folgenden Tag (21. Mai) trotz großem Wärmefluß, daß das positive L je kleiner als etwa 20 m wird. Das dem Wind folgende schlechte Wetter schließlich bedingt am 22. und 23. Mai fast immer negative H_{tot} -Werte: in dieser Zeit

wächst die Mischungstiefe des Sees.

Anstelle der Monin-Obukhov Länge wird oft die Flux-Richardsonzahl R_f benützt; diese gibt bei vorgegebener Durchmischungstiefe h_{mi} das Verhältnis zwischen Produktion von potentieller Energie infolge Erwärmung und dem Eintrag turbulenter kinetischer Energie an:

$$(13) \quad R_f = \frac{g \alpha H_{tot} h_{mix}}{2 c_p v_*^3} = \frac{h_{mix}}{L} \quad [-]$$

Natürlich kann v_* mit den früher entwickelten Gleichungen (2) und (6) durch u_* oder u_{10} ersetzt werden. R_f ist dann größer als eins, wenn die Produktion an potentieller Energie gegenüber dem Mischungsbeitrag durch den Wind groß ist (stabile Schichtung). Ist hingegen $R_f < 1$ (siehe Beispiel in Tab. 3), so sinkt die Sprungschicht ab.

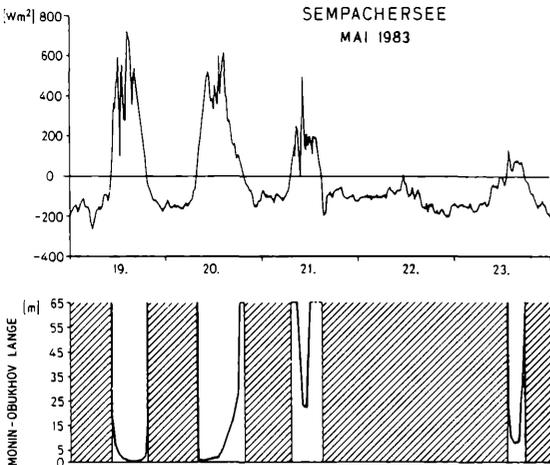


Abbildung 6

Monin-Obukhov Länge für den Sempachersee aus aktuellen Meteorodaten berechnet. Schraffierte Flächen: L ist negativ (konvektive Mischung, H_{tot} negativ). Siehe Text für weitere Diskussion.

2. Energieausbreitung im geschichteten See

Die Wirkung der Schwerkraft verhindert, daß im See längerfristig an verschiedenen Orten aber in gleicher Tiefe gleichzeitig Wassermassen verschiedener Dichte existieren können; die Linien gleicher Dichte, die Isopyknen, liegen im Mittel also horizontal. Zu einem bestimmten Zeitpunkt allerdings können die isopyknischen Flächen durchaus von der Horizontalen abweichen, so wie ja auch die freie Wasseroberfläche bei einer Momentaufnahme je nach Windstärke mehr oder weniger stark durch Oberflächenwellen deformiert ist.

Es stellt sich nun die Frage, wie die an der Seeoberfläche durch den Wind eingetragene und durch Dichteänderungen frei werdende Energie im See verteilt wird, wie also Mischungsvorgänge im See ablaufen. Die Physik lehrt, daß sich der zur Erzeugung von Bewegung notwendige Energietransport immer an sogenannten Grenzflächen manifestiert. Im stratifizierten See gibt es drei wichtige Grenzflächen, die Seeoberfläche (wir haben sie bereits eingehend behandelt), die Sprungschicht und den Seegrund (Grenze zwischen Wasser und Sediment).

Betrachten wir also als nächstes die Sprungschicht: Bläst ein Wind über die Seeoberfläche, so werden nicht nur Oberflächenwellen erzeugt, sondern die induzierten horizontalen Strömungen drücken am „windabwärts“ gelegenen See-Ende die Sprungschicht in die Tiefe, am oberen Ende in die Höhe. Setzt der Wind aus, versucht die Sprungschicht sich wieder waagrecht zu stellen, was zu einem Muster von sogenannten stehenden interenen Wellen (den internen Seiches) führt. Diese Wellen sind langsamer als Oberflächen-Seiches, haben aber größere Amplituden. Ein

in einer festen Seetiefe verankerter Thermistor (Temperaturfühler) registriert die internen Seiches als periodische Temperaturschwankungen. Die Grundschwingung besitzt in der Seemitte einen Knoten und eine Wellenlänge, die ungefähr der doppelten Länge des Seebeckens entspricht. Die Länge der ersten Oberschwingung ist halb so groß (Abb. 7).

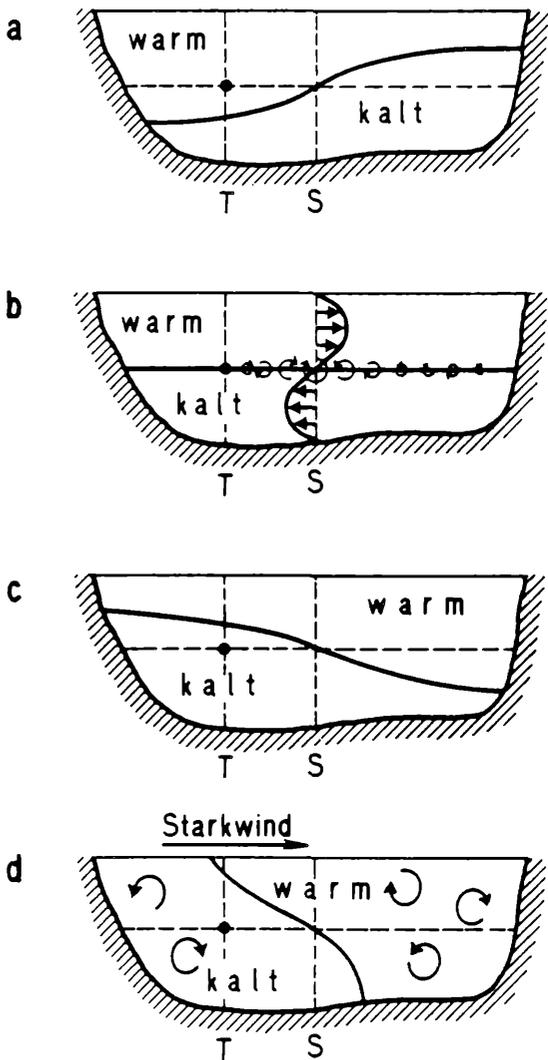


Abbildung 7

a bis c: Drei Situationen einer internen Seiches, im zeitlichen Abstand von je einer Viertelperiode dargestellt. In b sind die Strömungen in Seemitte maximal; sie wechseln an der Sprungschicht das Vorzeichen, was zu Turbulenz führt. d: Bei Starkwind taucht kaltes Wasser am windzugewandten See-Ende an die Oberfläche. S = Ort der Strömungsmessung, T = Ort der Temperaturmessung (siehe Abb. 9).

Natürlich sind interne Wellen den Limnologen schon längstens bekannt. Das Erstaunliche bei den in vielen Seen mit einfacher Beckentopographie (wie beispielsweise dem Schweizer Baldeggersee) gefundenen internen Wellen ist deren äußerst kleine zeitliche Dämpfung. Auch wenn meteorologische Strömungen für zehn oder mehr Tage ausbleiben, sind interne Wellen in fast unverminderter Stärke festzustellen. Auch die im Prinzip stärker gedämpften Oberschwingungen haben eine unerwartet große Lebensdauer. Allerdings muß man, um sie neben dem dominierenden Muster der Grundschwingung sichtbar zu machen, zu einem mathematischen Trick greifen, zur sogenannten Spektral- (oder Frequenz-)analyse, einem Verfahren, bei dem ein beliebiges Schwingungsmuster in die einzelnen reinen Sinustöne zerlegt wird (Abb. 8). Die kleine Wellendämpfung weist auf eine äußerst kleine kinetische Energievernichtung durch Turbulenz hin.

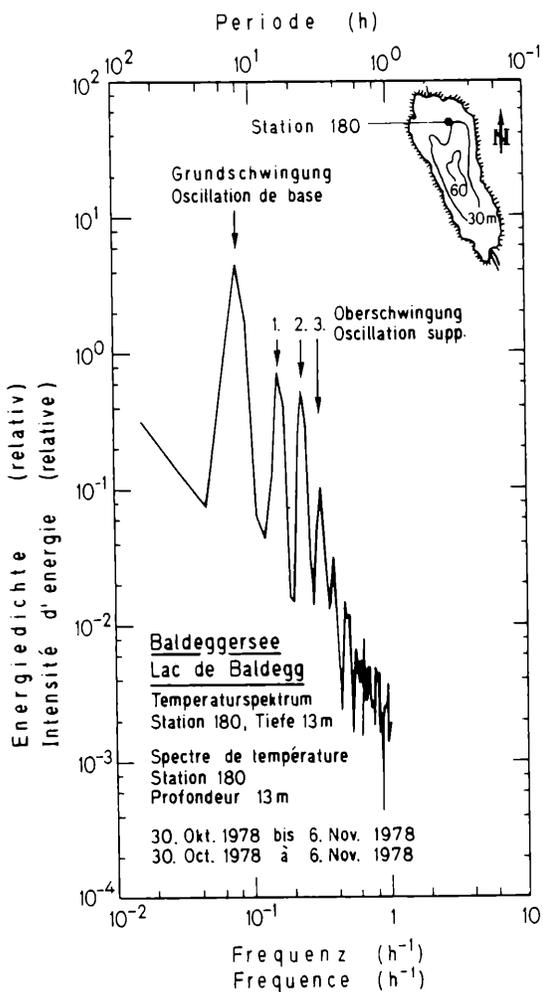


Abbildung 8

Frequenzanalyse (Spektrum) der Bodenströmungen im Baldeggersee. Die Grundschiwingung hat eine Periode von ca. 10 Stunden, was der Periode der internen Seiches entspricht. Diverse Oberschiwingungen sind ebenfalls sichtbar. (Aus D. IMBODEN 1982: EAWAG News Nr. 13, 5-10)

Obschon die Wasserschichten in der Sprungschicht ständig auf und ab schaukeln, verlieren sie ihre Identität kaum; es entsteht höchstens ein minimaler vertikaler Nettotransport von Wasser und darin gelöster Stoffe.

Zwar unterbindet die Sprungschicht den vertikalen Transport von Masse und thermischer Energie sehr stark, doch ist sie via die internen Wellen durchaus transparent für den Fluß von kinetischer Energie ins Hypolimnion. Diese Energie manifestiert sich im Hypolimnion in Form von Strömungen, welche quasi im gleichem Takt das Wasser hin- und herbewegen. Im Baldeggersee kann man dieses Phänomen anhand eines Vergleiches der Bodenströmungen mit den periodischen Temperaturschwankungen in der Sprungschicht (6.5 m Tiefe) beobachten (Abb. 9). Die Lage von Thermistorkette und Bodenströmungsmesser sind in Abb. 7 mit T bzw. S bezeichnet. Aus der Darstellung kann man sehen, daß Temperaturschwankungen und Strömungen mit einer Phasendifferenz von einem Viertel der Schwingungsperiode hintereinander herlaufen: Die Strömungen erreichen ihr Maximum (Abb. 7b) zwischen den Extrempositionen der Sprungschicht (Abb. 7a und c). Die Meßresultate (Abb. 9) bestätigen — zumindest qualitativ — den Zusammenhang zwischen internen Seiches und Bodenströmungen, findet man doch die gleichen Schwingungsperioden in beiden Meßreihen (vgl. auch Abb. 8).

Die horizontalen Strömungen haben ober- und unterhalb der Sprungschicht verschiedene Richtung (Abb. 7b). Wegen der Viskosität des Wasser geht dabei aus dem großräumigen (horizontalen) Strömungsfeld Energie zugunsten des sogenannten turbulenten Strömungsfeldes verloren. Der Energiefluß in Turbulenz ist proportional zu $(\delta u / \delta z)^2$, d.h zum Quadrat des vertikalen Strömungsgradienten. Die „turbulente kinetische Energie“ (TKE) wird sich aber in einer stratifizierten Wassersäule nicht beliebig in der vertikalen Richtung ausbreiten können, da vertikale Strömungen infolge der Auftriebskräfte eingeschränkt werden. Die Stärke der Schichtung kann durch das Quadrat der sogenannten Brunt-Väisälä (oder Stabilitäts-)Frequenz N^2 charakterisiert werden:

$$(14) \quad N^2 = - \frac{g}{\rho} \frac{\delta \rho}{\delta z} \quad [s^{-2}]$$

$g = 9.81 \text{ m/s}^2$: Erdbeschleunigung
 $\rho = \text{Dichte des Wassers [kg m}^{-3}\text{]}$
 $z = \text{Tiefenkoordinate [m]}$

N ist jene Kreisfrequenz, mit dem ein Wasserpaket vertikal um seine Gleichgewichtslage schwingt, wobei die Gleichgewichtsposition selbstverständlich in jener Tiefe liegt, wo die Dichten des Wasserpaketes und diejenige des umgebenden Wassers gleich sind. Das Verhältnis zwischen der Wirkung der Schichtung (N^2) und der TKE-Produktion durch die Strömung $(\delta u / \delta z)^2$ heißt **Gradienten-Richardsonzahl** Ri :

$$(15) \quad Ri = \frac{N^2}{(\delta u / \delta z)^2} \quad [-]$$

Damit Turbulenz existieren kann, muß Ri kleiner als ca. 5 bis 50 sein. Größere Ri -Werte deuten auf Situationen hin, in denen die Turbulenz „ausstirbt“ und somit die Mischungsprozesse klein sind.

3. Turbulenz und Mischung

Im vorangegangenen Abschnitt wurde mehrmals von „Turbulenz“ gesprochen, ohne daß dieser Begriff genauer erklärt bzw. quantitativ definiert worden wäre. Diese soll nun nachgeholt werden.

Strömungen in Seen besitzen zwar komplizierte, sich ständig verändernde Strukturen, aber gerade das macht sie einem gewissen Sinne auch einfach: Interessieren wir uns nur für die langzeitliche Wirkung der Strömungen, zum Beispiel für den mittleren Wasser-austausch zwischen Epi- und Hypolimnion, so hilft uns eine statistische Betrachtungsweise, wonach die Bedeutung von „Einzelfunktuationen“ umso stärker hinter dem mittleren Verhalten des Systems zurücktritt, je mehr „Fluktuationen“ am Vorgang beteiligt sind.

Die Existenz von „Strömungsfuktuationen“ hängt damit zusammen, daß Strömungen in Seen nie laminar, sondern immer turbulent sind. Das bedeutet, daß sich benachbarte Wasserpakete nicht auf gleichmäßig nebeneinander herlaufenden Stromlinien bewegen (wie das etwa in einer durchströmten engen Röhre bei kleinen Geschwindigkeiten der Fall wäre), sondern durch unregelmäßig auftretende Wirbel plötzlich getrennt werden und schließlich vollkommen verschiedene Wege gehen. Diese Wirbel sind von unterschiedlichster Größe und existieren nicht als ewige Objekte, sondern stehen in ständigem Wandel. Im Meer kann man heute dank modernster Meßmethoden Wirbel mit Durchmessern von einigen hundert Kilometern identifizieren, die sich beispielsweise vom Golfstrom gelöst haben und dann wie große Wirbelstürme während Monaten umher wandern. In Seen nehmen die größten Wirbel das ganze Seebecken ein. Die kleinsten Wirbel sind sowohl im Meer als in den Seen nur einige Millimeter oder Zentimeter groß, nämlich so klein, daß die innere Reibung des Wassers ihre ganze

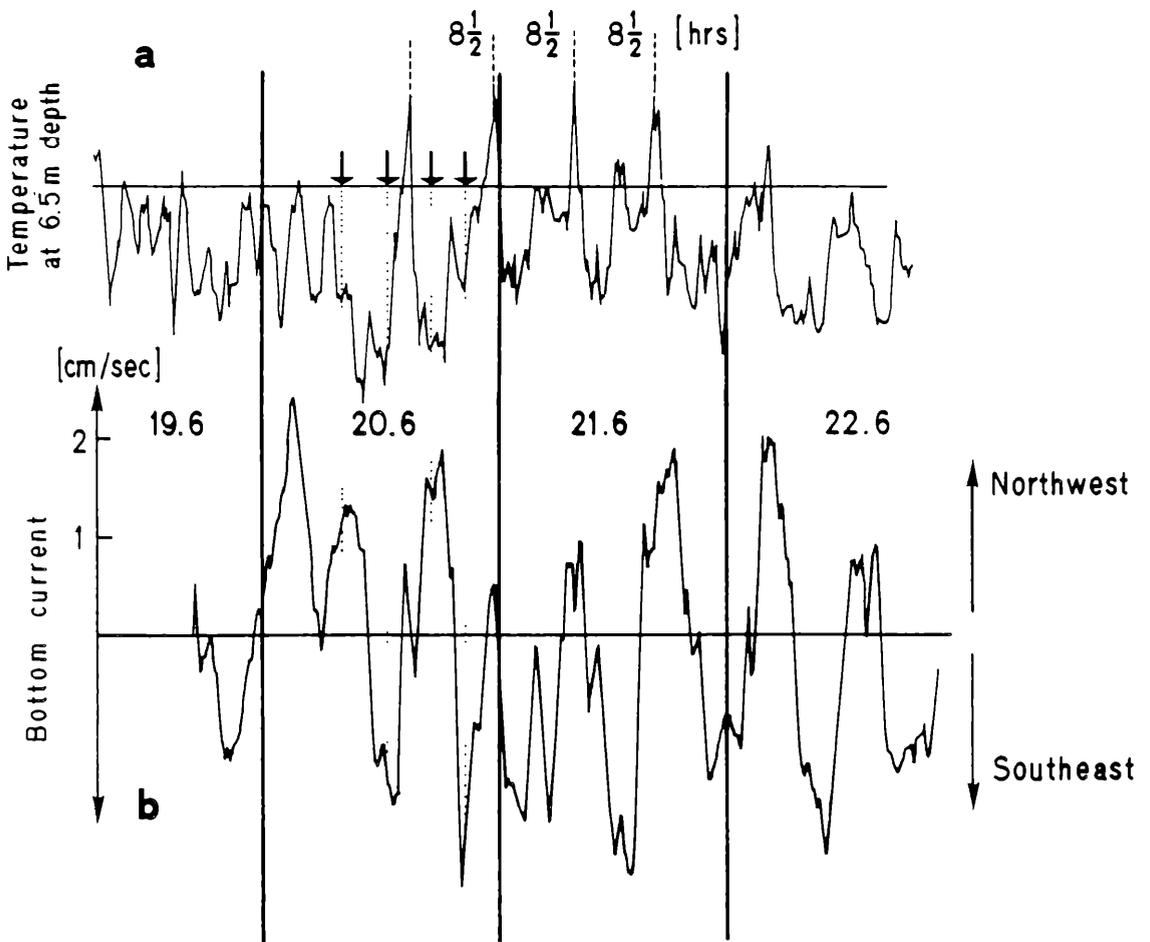


Abbildung 9

Wassertemperatur und horizontale Bodenströmungen im Baldeggersee im Juni 1981. Lage der Meßstationen siehe Abb. 7 (Pfeile zeigen den Zeitpunkt von Strömungsmaxima an. Die Strömungskomponenten sind entlang der Seelängsachse gewählt (Nach D.M. IMBODEN et al. 1983: Schweiz. Z. Hydrol. 45, 11)

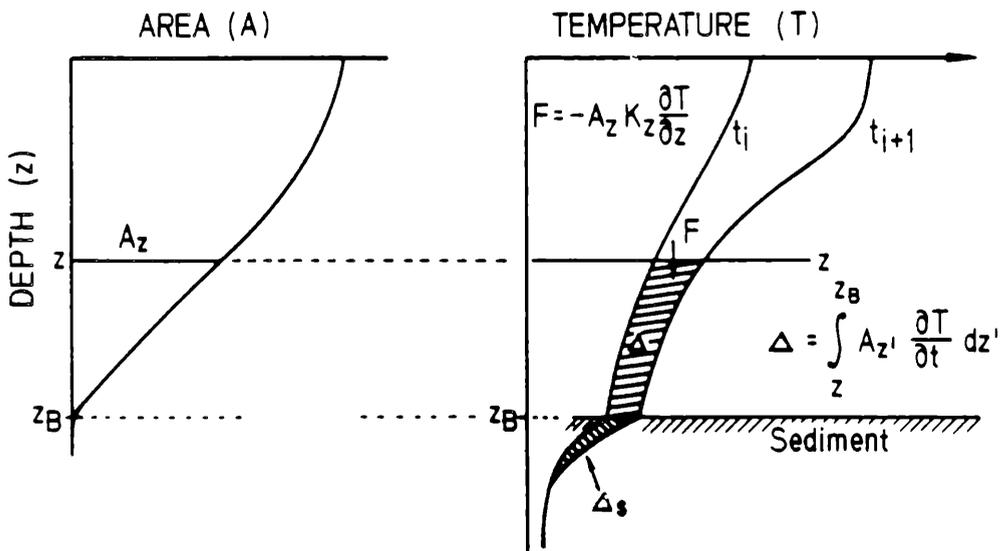


Abbildung 10

Berechnung des vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten aus der Veränderung der Wassertemperatur im See. Siehe Gleichungen (19) bis (21) für Erklärungen (Nach D.M. IMBODEN et al. 1979: Schweiz. Z. Hydrol. 42,1)

Bewegungsenergie aufrißt und in Wärme verwandelt. Tatsächlich ist dies das Schicksal aller Strömungsenergie: die Umwandlung in Wärme infolge der inneren Reibung der Flüssigkeit (Viskosität). L.F. RICHARDSON - wir haben seinen Namen bereits bei den beiden dimensionslosen Zahlen R_f und R_i kennengelernt — hat diesen Sachverhalt so umschrieben:

„Große Wirbel besitzen kleine Wirbel, welche an ersteren Geschwindigkeit nagen. Und kleine Wirbel haben noch kleinere Wirbel. Und so weiter bis zur Viskosität.“

Die Verteilung der Strömungsenergie (kinetischen Energie) in verschiedene Größen- bzw. Zeitklassen nennt man das Spektrum der Turbulenz. Die größ-

ten Strömungsenergien finden sich bei den großen Wirbeln, während die Energie der kleineren Wirbel nach einem Potenzgesetz abnimmt. Der schließliche Übergang in thermische Energie via Reibung nennt man Energiedissipation.

Turbulenz ist eigentlich ein zeitlich und räumlich variables Strömungsfeld, das man in Prinzip mit den Grundgleichungen der Hydrodynamik beschreiben könnte. Praktisch ist das aber genauso ausgeschlossen wie die Beschreibung der Trajektorien der rund 10^{23} Moleküle in einem Mol Gas. Ebenso wie in der Thermodynamik kann man auch bei der Turbulenz das Problem mit Hilfe einer statistischen Betrachtungsweise umgehen. Wenn man nämlich zeitlich nur lange genug wartet, so werden sich alle Strömungsvektoren durch ein bestimmtes Flächenelement im See, das etwa horizontal liegen soll, zu Null (bzw. zu einer mittleren Translationsgeschwindigkeit) addieren. Von Null verschieden ist hingegen der zeitliche Mittelwert aller Strömungsgeschwindigkeiten im Quadrat u^2 . Er ist ein Maß für die Intensität der Turbulenz, in diesem Fall der vertikalen Turbulenz. Die Wirkung turbulenter Strömungen auf den Transport von Wärme und gelöster Stoffe kann, in Analogie zur Theorie der molekularen Wärme- und Stoffdiffusion, durch eine Beziehung der Form

$$(16) \quad F_x = -K_x \frac{\delta C}{\delta x} \quad [\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}]$$

1. Fick'sches Gesetz

beschrieben werden. F_x ist der Transport entlang der x-Achse pro Fläche und Zeit eines Stoffes mit Konzentration C, K_x der sog. **Wirbeldiffusionskoeffizient** in x-Richtung (Dimension $L^2 T^{-1}$, Einheiten: $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ oder $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$). K_x ist meist um einige Zehnerpotenzen größer als der molekulare Diffusionskoeffizient und unabhängig vom Stoff. Mit Hilfe des Gesetzes der Massenerhaltung kann aus dem 1. Fick'schen Gesetz die Beziehung

$$(17) \quad \frac{\delta C}{\delta t} = \frac{\delta}{\delta x} (K_x \frac{\delta C}{\delta x})$$

bzw. für $K_x = \text{konst.}$

$$(18) \quad \frac{\delta C}{\delta t} = K_x \frac{\delta^2 C}{\delta x^2} \quad [\text{kg m}^{-3} \text{s}^{-1}]$$

2. Fick'sches Gesetz

abgeleitet werden.

Im Gegensatz zum Transport von Wasserinhaltsstoffen durch Strömungen, wo alle Stoffe gleichzeitig in einer Richtung bewegt werden, führt das 1. Fick'sche Gesetz, Gl. (16), immer zu einem Stofftransport vom Ort der höheren zu demjenigen tieferer Konzentration. Diffusion tendiert zu einer homogenen Stoffverteilung. Der Nettotransport kann am gleichen Ort für verschiedene Stoffe je nach ihren Konzentrationsgradienten verschiedene Richtung haben (siehe Abschnitt 5).

Die anfangs erwähnte Anisotropie in der Verteilung eines chemischen Stoffes (z.B. von gelöstem Sauerstoff) ist eine Folge der Anisotropie der Strömungen, welche ihrerseits ein Folge der Dichteschichtung ist. Tatsächlich sind die erwähnten Wirbel ihrer Form nach nicht isotrop, d.h. die Strömungen entwickeln sich nicht in allen drei Raumrichtungen gleichmäßig, sondern hauptsächlich entlang der Linien gleicher Dichte, d.h. in der Horizontalen. Daher ist der horizontale Diffusionskoeffizient (K_x oder K_y) meist um einige Zehnerpotenzen größer als der vertikale (K_z). Der See ist oft vollständig (oder nahezu vollständig) horizontal durchmischt. Dies gilt insbesondere auch für die Wassertemperatur: In einer bestimmten Tiefe herrscht (zumindest im zeitlichen Mittel) überall die

gleiche Temperatur T. Wäre das nicht der Fall, so würde in gleicher Tiefe Wasser unterschiedlicher Dichte existieren, was sofort sog. horizontale Dichteströmungen einleiten würde (schwereres Wasser schiebt sich seitlich unter das leichtere, leichteres Wasser über das wärmere).

Dies kann man sich zur Bestimmung des hauptsächlich interessierenden vertikalen Diffusionskoeffizienten K_z zunutze machen. Unter der Annahme horizontaler Homogenität kann man nämlich aus einem zur Zeit t_1 gemessenen vertikalen Temperaturprofil $T(z, t_1)$ und aus der Seeform (ausgedrückt durch die Querschnittfläche des Sees als Funktion der Tiefe: A_z) den Wärmeinhalt des Sees zur Zeit t_1 unterhalb der Tiefe z_0 zu berechnen (Abb. 10):

$$(19) \quad W(z_0, z_1) = c_p \int_{z_0}^{z_{\max}} A_z T(z, t_1) dz \quad [J]$$

Entsprechend ist der Wärmeinhalt zum späteren Zeitpunkt t_2 : $W(z_0, t_2)$. Falls angenommen wird, der Anstieg des Wärmeinhaltes W sei nur die Folge von Wirbeldiffusion durch die Fläche in der Tiefe z_0 (= A_0), so folgt nach dem 1. Fick'schen Gesetz

$$(20) \quad -A_0 K_z \frac{\delta T}{\delta z} \Big|_{z_0} c_p (t_2 - t_1) = W(z_0, t_2) - W(z_0, t_1)$$

oder mit $(t_2 - t_1)$ gegen Null

$$(21) \quad K_z = \frac{\int_{z_0}^{z_{\max}} A_z \frac{\delta T}{\delta t} \Big|_z dz}{A_0 \frac{\delta T}{\delta z} \Big|_{z_0}} \quad [\text{m}^2 \text{s}^{-1}]$$

Weil die Temperatur ein sog. konservativer Tracer*) ist (keine Prozesse, welche im Inneren der Wassersäule die Temperatur verändern), ist diese Methode zur Berechnung der vertikalen Diffusionskoeffizienten relativ einfach. Allerdings benötigt man Temperaturmeßgeräte, welche über Wochen und Monate hinaus auch absolut genaue T-Werte liefern, da die zeitlichen Temperaturveränderungen im Hypolimnion sehr klein sind (siehe Abb. 15). Die klassischen limnologischen Standard-Messungen erfüllen diese Anforderungen oft nicht. Sind Meßreihen über mehrere Jahre vorhanden, so kann Gl. (21) auch aus der mittleren jahreszeitlichen Entwicklung der Wassertemperatur berechnet werden. Ein Beispiel für den Zürichsee ist in Abb. 11 dargestellt.

Da die vertikale Komponente der turbulenten Geschwindigkeiten mit zunehmender Stärke der Dichteschichtung abnehmen dürfte, ist zu erwarten, daß zwischen K_z und dem Dichtegradienten eine inverse Beziehung besteht. Tatsächlich kann man dies in Abb. 11 sehen, hat doch K_z in der Sprungschicht, d.h. dort, wo die Schichtung maximal ist, ein Minimum. Auf Grund theoretischer Überlegungen schlagen diverse Autoren eine Korrelation der Form

$$(22) \quad K_z = a (N^2)^{-b}$$

vor. a und b sind zwei empirische Parameter, und N^2 ist das Quadrat der Brunt-Väisälä Frequenz (Gl. 14).

Dieses Modell basiert auf theoretischen Überlegungen von P. WELANDER (1968: Acta R. Soc. Litt. Gothob. Geophys. 1,1), wonach zwar K_z von der Richardsonzahl Ri (Gl. 15) bestimmt wird, letztere aber - je nach Art der Turbulenz-Erzeugung - selber in einfacher Art von N^2 abhängt.

*) Tracer (von engl. „trace“): Spurenstoff zur Bestimmung von Mischungs- und anderen Prozessen.

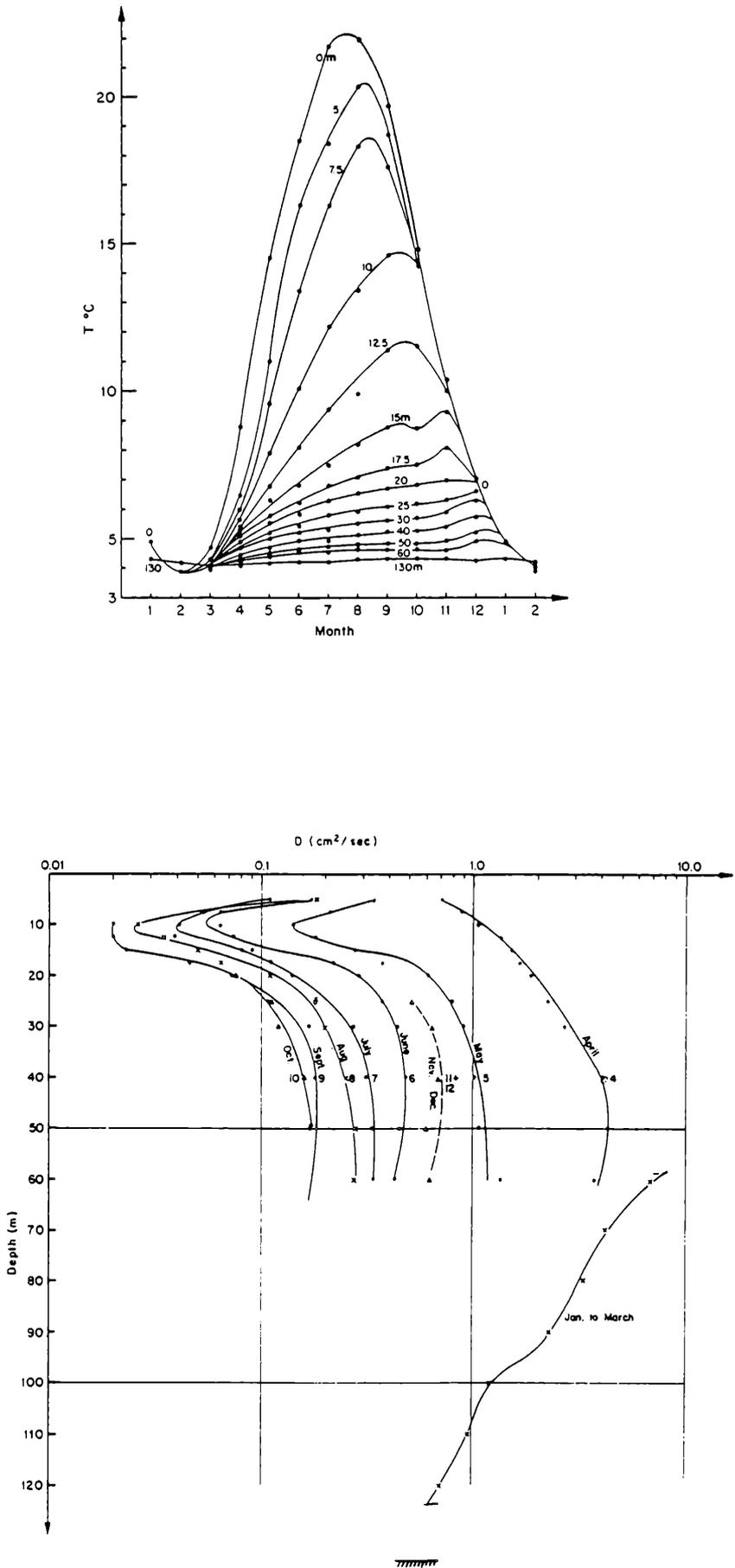


Abbildung 11

Mittlerer Jahresgang der Wassertemperatur in verschiedener Tiefe im Zürichsee (oben) und Berechnung des vertikalen turbulenten Diffusionskoeffizienten (hier D genannt) aus diesen Daten (unten). (Nach Y. H. Li 1973: Schweiz. Z. Hydrol. 35,1)

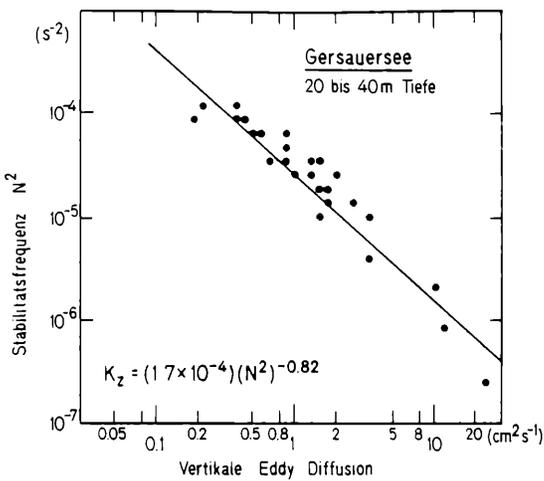


Abbildung 12

Beziehung zwischen vertikaler turbulenter Diffusion (Eddydiffusion) und Stabilitätsfrequenz im Quadrat N^2 (siehe Gl. (22)). N ist ein Maß für die Stärke der Schichtung.

In Abb. 12 ist der Zusammenhang zwischen Stabilitätsfrequenz und K_z für den Gersauersee (einem See teil des Vierwaldstättersees) dargestellt.

Neben der Temperatur werden auch andere natürliche Tracer zur Bestimmung der Diffusion verwendet. Dazu ein Beispiel:

In Zusammenarbeit mit dem Institut für Umwelphysik der Universität Heidelberg gelang uns die Anwendung einer für die Limnologie neuen Methode, der Messung von Helium-3. Dieses seltene Helium-Isotop ist in der Luft nur in kleinsten Mengen vorhanden. Im Wasser entsteht es durch Zerfall von Tritium, dem seit den atmosphärischen Kernwaffenversuchen fast überall vorhandenen hyperschweren Wasserstoff-Isotop. In einem von der Atmosphäre isolierten Wasserpaket wird Helium-3 akkumuliert. Damit gelingt es, das Alter der Wassermassen in einem See und (durch Vergleich mehrere Profile) den vertikalen Austausch zu berechnen (Abb. 13). Zwei Ergebnisse erstaunen: Erstens findet auch während Perioden, in denen die Temperatur das Andauern einer Schichtung anzeigt (Oktober bis Dezember 1979), schon eine signifikante Erneuerung des Tiefenwassers statt. Zweitens ergeben Helium-Messungen einen Austausch, der 5 bis 8 mal größer ist als der aus den Temperaturdaten berechnete Wert. Diese Diskrepanz läßt sich nur damit erklären, daß die klassische Vorstellung der turbulenten Mischung nicht immer zutrifft: Ein Grund könnte damit zusammenhängen, daß der vertikale Austausch nicht ein zeitlich konstanter Prozeß ist, sondern von einzelnen Mischungseignissen dominiert wird.

4. Mischungseignisse

Die im 2. Abschnitt behandelten internen Seiches und das damit verbundene Strömungsmuster kann in extremen Situationen grundsätzlich anders aussehen. Bläst beispielsweise ein extrem starker Wind, taucht an einem Ende des Sees hypolimnetisches Wasser bis an die Oberfläche auf; die Sprungschicht kann sich fast senkrecht stellen (Abb. 7 d). Das „Umstürzen“ der Schichtung tritt dann auf, wenn die sog. Wedderburnzahl W

$$(23) \quad W = Ri \cdot \frac{h}{L} \quad [-]$$

(Ri nach Gl. 15, h : Seetiefe, L : Seelänge) einen bestimmten kritischen Wert unterschreitet (IMBERGER and HAMBLIN 1981: Ann. Rev. Fluid Mech. 14, 153).

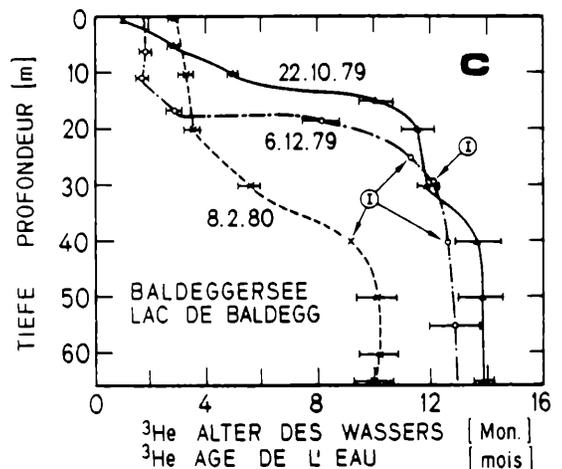
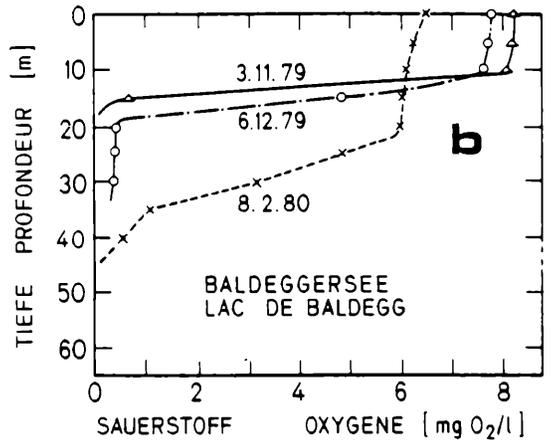
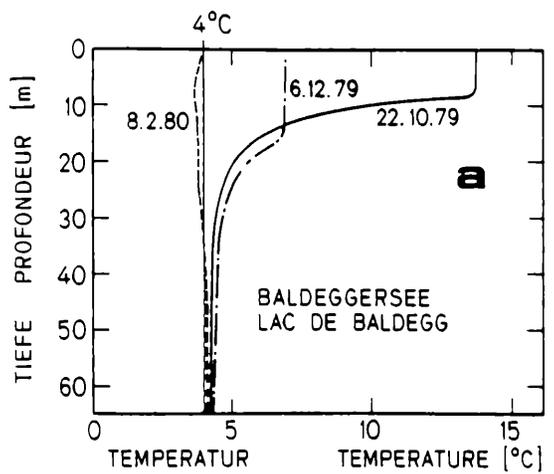


Abbildung 13

Vertikalprofile im Baldeggersee für die Periode Oktober 1979 bis Februar 1980 von a: Temperatur, b: Sauerstoffkonzentration, c: ^3He -Wasseralter. Wenn das Hypolimnion vollkommen isoliert von der Seeoberfläche wäre, müßte das Wasseralter zwischen dem 22.10.79 und 8.2.80 um rund $3\frac{1}{2}$ Monate zunehmen. Daß das Alter abnimmt, weist auf vertikale Mischung hin, welche aber ihrerseits zu klein ist, um die Sauerstoffzehrung im Tiefenwasser soweit zu kompensieren, daß im Tiefenwasser positive O_2 -Werte entstehen können. (Aus D.M. IMBODEN 1982: EAWAG News Nr. 13, p. 5-10)

Wir hatten das Glück, im rund 200 m tiefen Zugersee ein solches Ereignis zu registrieren. Am 7./8. November 1982 wütete auf der Alpennordseite der wohl stärkste Föhnsturm dieses Jahrhunderts. Als Folge davon wurde am Südennde des Zugersees (von wo der Wind blies) die 5°C -Isotherme (sie lag vor dem Sturm in 30 m Tiefe) innerhalb einer Stunde bis an die Oberfläche gedrückt, während am anderen Ende die wärmere 7°C -Isotherme unter 43 m Tiefe (untere Grenze unserer Meßkette) abtauchte (Abb. 14).

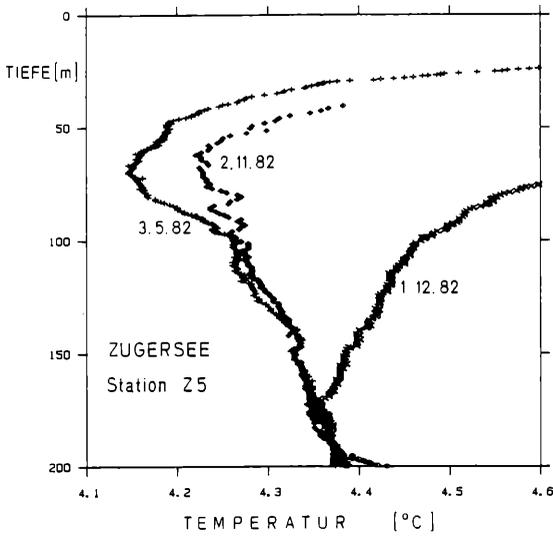


Abbildung 14

Isothermen im Nord- bzw. Südbecken des Zugersees während des Föhnsturmes vom 7./8. November 1982. Am Nordende wird relativ warmes (7° C) Wasser bis unterhalb 43 m hinuntergedrückt, am Südeinde gelangt das hypolimnische Wasser (5° C) an die Seeoberfläche.

Langfristig war die Wirkung dieser knapp 24-stündigen Sturms auf die Tiefenwassererneuerung weit größer als die Wirkung der Turbulenz während des gesamten vorangegangenen Sommers. Wie Abb. 15 zeigt, verändert sich unterhalb 100 m die Temperatur zwischen dem 3. Mai und 2. November 1982 um kaum ein Hundertstel Grad. Nach dem Föhnsturm (1. Dez. 82) hingegen war das Hypolimnin über weite Teile um einige Zehntel Grad wärmer, dies obschon der See auch nach dem Sturm noch geschichtet blieb.

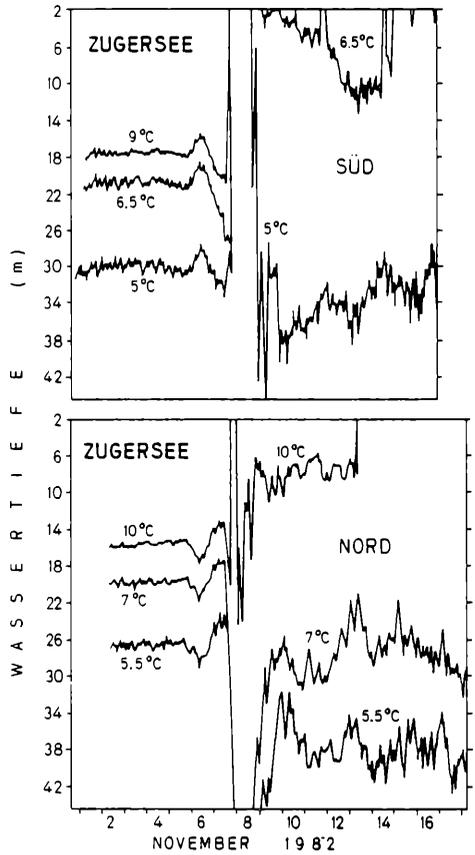


Abbildung 15

Entwicklung der Temperatur des Tiefenwassers im Zugersee während des Sommers 1982 und nach dem Föhnsturm vom 7./8. Nov. 1982. Beachte die hochaufgelöste Temperaturskala.

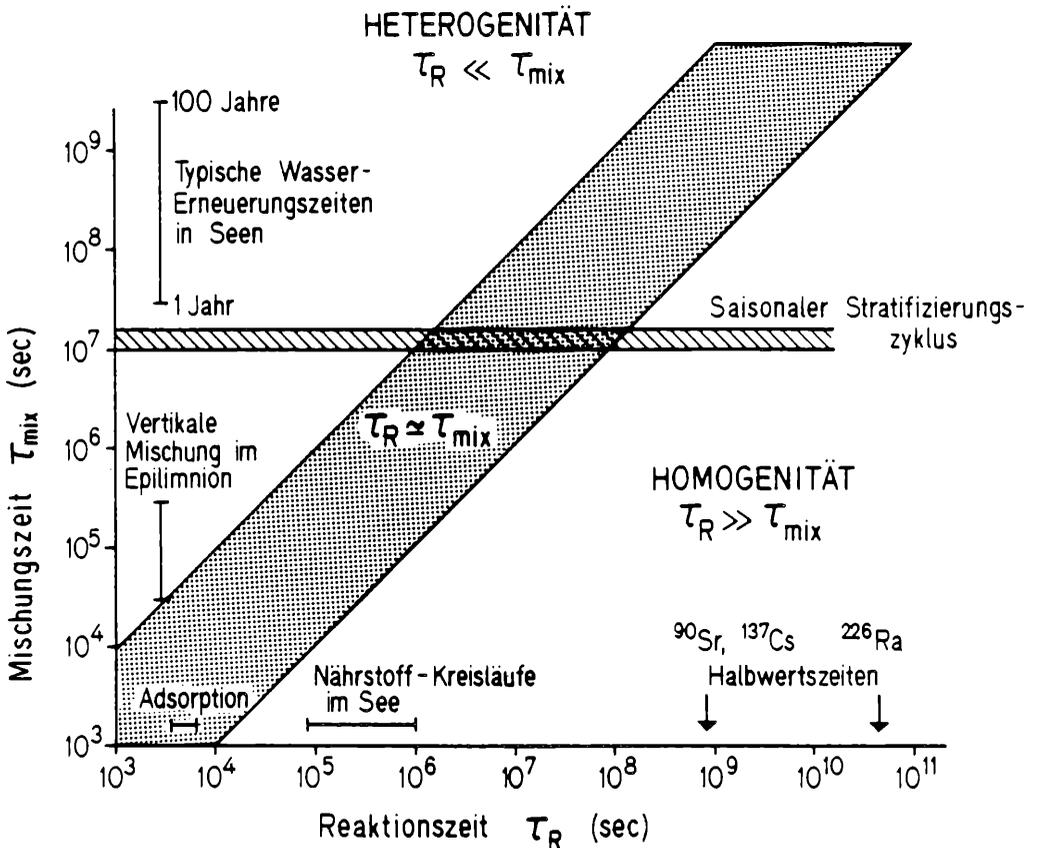


Abbildung 16

Vergleich typischer Mischungszeiten τ_{mix} und Reaktionszeiten τ_R (Nach: D.M. IMBODEN and A. LERMAN 1978: In: A. LERMAN [Ed.], Lakes: Chemistry, Geology, Physics; Spring, New York; p. 341-356).

5. Der Einfluß der Mischungsprozesse auf die chemischen und biologischen Prozesse im See

Die Frage, ob ein Stoff im See gleichmäßig verteilt ist, hängt von der relativen Geschwindigkeit zweier Prozesse ab, der Veränderung des Stoffes durch (biologische oder chemische) Reaktionen und der Vermischung des Stoffes im See. Bei der Mischung unterscheidet man zwischen externen und internen Vorgängen: Als externe Mischung versteht man die Geschwindigkeit von Zufuhr (Zuflüsse, Sedimentrücklösung, Atmosphäre) und Abfuhr (Abfluß, Sedimentation) des Stoffes in bzw. aus dem See; interne Mischung heißt die Verteilung des Stoffes durch Strömungen und Turbulenz innerhalb des Sees. Sowohl Mischungsprozesse (bzw. Wassererneuerung) als auch Reaktionen kann man durch typische Zeiten (τ_{mix} bzw. τ_R) charakterisieren, welche angeben, wie rasch die Prozesse ablaufen. Gilt $\tau_R \gg \tau_{mix}$, so ist die Reaktion des Stoffes so langsam, daß die Mischung allfällige Konzentrationsunterschiede jederzeit auszugleichen vermag; Der Stoff ist homogen verteilt. Ist umgekehrt $\tau_R \ll \tau_{mix}$, so entstehen als Folge der Reaktion Inhomogenitäten, da die Mischungsprozesse für einen Ausgleich zu langsam sind.

In Abb. 16 sind typische Bereich für τ_R und τ_{mix} dargestellt. Das Diagramm zeigt, daß in einem bestimmten See (d.h. für ein gewisses τ_{mix}) die Mischung für einen ersten Stoff rasch genug sein kann, um das System vollständig zu durchmischen ($\tau_R \gg \tau_{mix}$), während gleichzeitig für einen anderen Stoff mit $\tau_R \ll \tau_{mix}$, die Reaktionen zu Inhomogenitäten führen. Wie erwähnt sind in einem See die horizontalen (h) Mischungsvorgänge meist viel rascher als die vertikalen (v) ($\tau_{mix, h} \ll \tau_{mix, v}$). In Abb. 17 sind drei mögliche Kombinationen zwischen Reaktions- und Mischungszeiten dargestellt, welche jede zu einer besonderen Art der räumlichen Stoffverteilung führt. Beispiel für die 3 Typen sind:

- A: Chlorid (quasi-konservativer Stoff), langlebige, inerte Radioisotope wie Ra-226, Tritium
- B: Temperatur, Algennährstoffe: Nitrat, Phosphat, Sauerstoff
- C: Rasch adsorbierendes Schwermetall (Blei), eventuell im Sommer die unter B erwähnten Algennährstoffe.

Viele Stoffe besitzen während der Stagnationsperiode ausgeprägte vertikale Stoffgradienten in der Sprungschicht. In Kombination mit vertikaler Diffusion können diese Gradienten nach dem 1. Fick'schen Gesetz (Gl. 16) zu beachtlichen vertikalen Stofftransporten führen. In Abb. 18 ist beispielsweise die

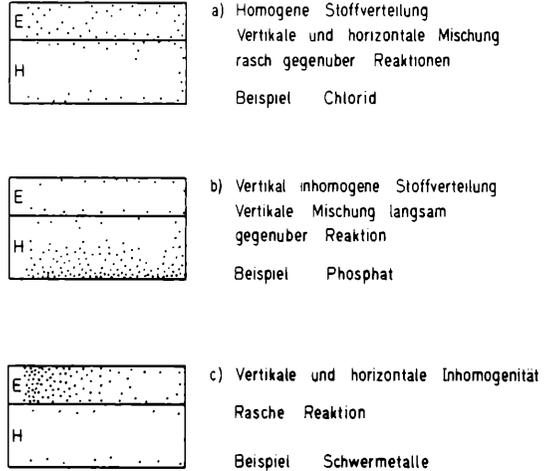


Abbildung 17

Verschiedene Größenverhältnisse zwischen τ_{mix} und τ_R führen zu unterschiedlichen Konzentrationsvariationen im See.

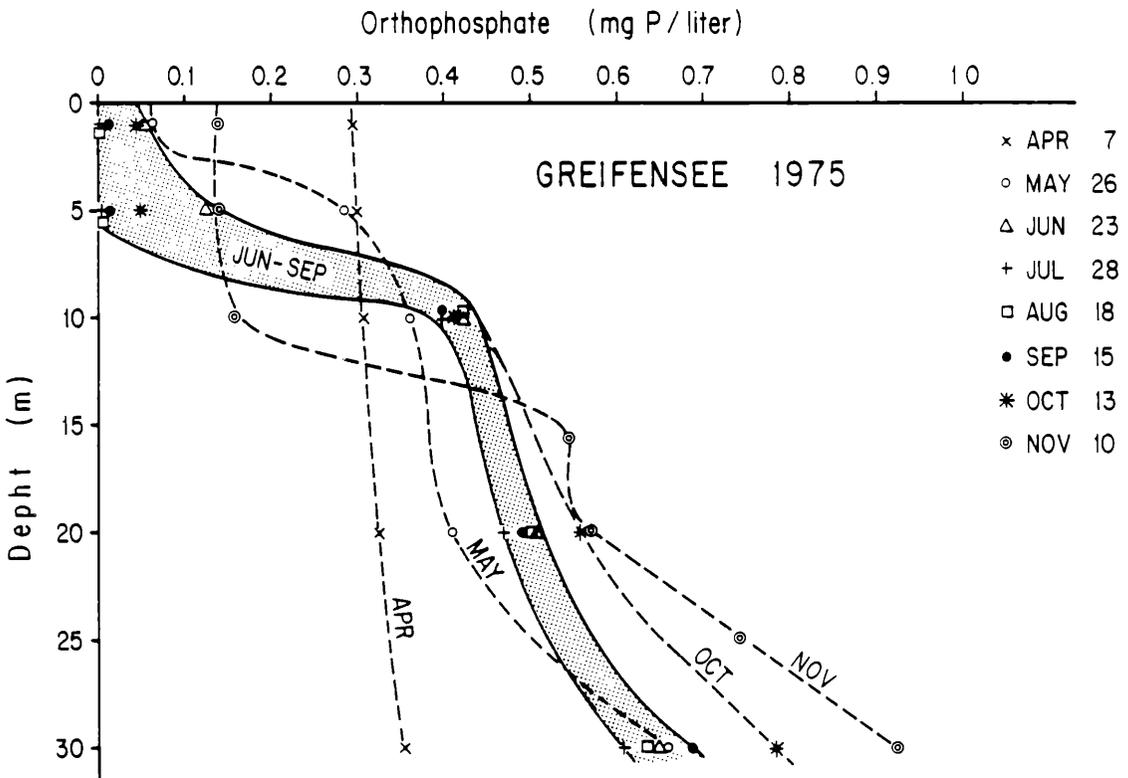


Abbildung 18

Entwicklung des vertikalen Phosphatprofils im Greifensee im Sommer 1975. Der große Gradient in der Sprungschicht führt wegen der turbulenten Diffusion zu einer signifikanten internen Düngung (40 % der externen P-Zufuhr). (Nach D. M. IMBODEN and R. GÄCHTER 1978: Ecol. Modelling 4,77).

Entwicklung der Phosphatkonzentration im Greifensee im Jahre 1975 dargestellt. Mit einem Diffusionskoeffizient in der Sprungschicht von $K_z = 0.2 \text{ m}^2/\text{d}$ ($\approx 0.025 \text{ cm}^2/\text{s}$) und einem Konzentrationsgradienten für die Periode Juni bis September von $\delta C/\delta z = 80 \text{ mg m}^{-4}$ ergibt sich eine sog. interne P-Belastung von $16 \text{ mg m}^{-2} \text{ d}^{-1}$. Diese macht, verglichen mit der damaligen externen P-Zufuhr von $24 \text{ mg m}^{-2} \text{ d}^{-1}$, 40% der totalen P-Zufuhr in das photosynthetisch aktive Epilimnion des Greifensees aus. Gegen Herbst steigt die interne Belastung sogar noch an.

Entsprechend zum vertikalen Aufwärts-Transport des Phosphors wird Sauerstoff, der an der Seeoberfläche in weit größeren Konzentrationen vorkommt als im Hypolimnion (im Greifensee und in vielen hocheutrophen Seen ist dort die Konzentration sogar Null), vertikal abwärts transportiert. Dieser Sauerstoffnachschub mag allerdings in stark nährstoffbelasteten Seen die große hypolimnische O_2 -Zehrung meist nicht zu kompensieren.

In stark eutrophen Seen können die Nährstoffe ihrerseits auf die Mischungsprozesse zurückwirken. Tatsächlich beeinflussen die im Hypolimnion akkumulierenden Abbauprodukte der Algen die Dichte des Wassers derart, daß trotz Abkühlung im Winter das Wasser an der Oberfläche leichter bleibt als in der Tiefe und das Absinken der Sprungschicht in einer bestimmten Tiefe stecken bleibt. In Abb. 19 ist ein Beispiel aus dem Baldeggersee dargestellt. Die Temperatur hat in 25 m ein Maximum, was nur dann einer sta-

bilen Wassersäule entsprechen kann, wenn dort die Konzentration gelöster Substanzen (hier summarisch quantifiziert durch die elektrische Leitfähigkeit κ_{20}) ansteigt. Der eutrophe Baldeggersee unterbindet seine Zirkulation im Winter selbst, was umgekehrt den Sauerstoffmangel im Hypolimnion noch verschärft.

Literatur

- IMBERGER, J. und HAMBLIN, P. (1982): Dynamics of lakes, reservoirs and cooling ponds. — A. Rev. Fluid Mech. 14, 153-187.
 IMBODEN, D. M. und GÄCHTER, R. (1978): A dynamic lake model for trophic state prediction. — Ecol. Modelling 4, 77-98.
 IMBODEN, D. M. und LERMAN, A. (1978): Chemical models of lakes; In: A. LERMAN [Ed.]: Lakes: Chemistry, Geology, Physics; Springer, New York, 341-356.
 IMBODEN, D. M., EID, B.S.F., JOLLER, T., SCHURTER, M. und WETZEL, J. (1979): MELIMEX, an experimental heavy-metal pollution study. 2. Vertical mixing in a large limno-corrail. — Schweiz. Z. Hydrol. 41, 177-189.
 IMBODEN, D. M. (1982): Mischungsprozesse im Baldeggersee. — EAWAG News, 13, 5-10.
 IMBODEN, D. M., LEMMIN, U., JOLLER, T., und SCHURTER, M. (1983): Mixing processes in lakes: Mechanisms and ecological relevance. — Schweiz. Z. Hydrol. 45, 11-44.
 JOLLER, T. (1985): Untersuchung vertikaler Mischungsprozesse mit chemisch-physikalischen Tracern im Hypolimnion des eutrophen Baldeggersees; Diss. ETH Zürich, Nr. 7830.

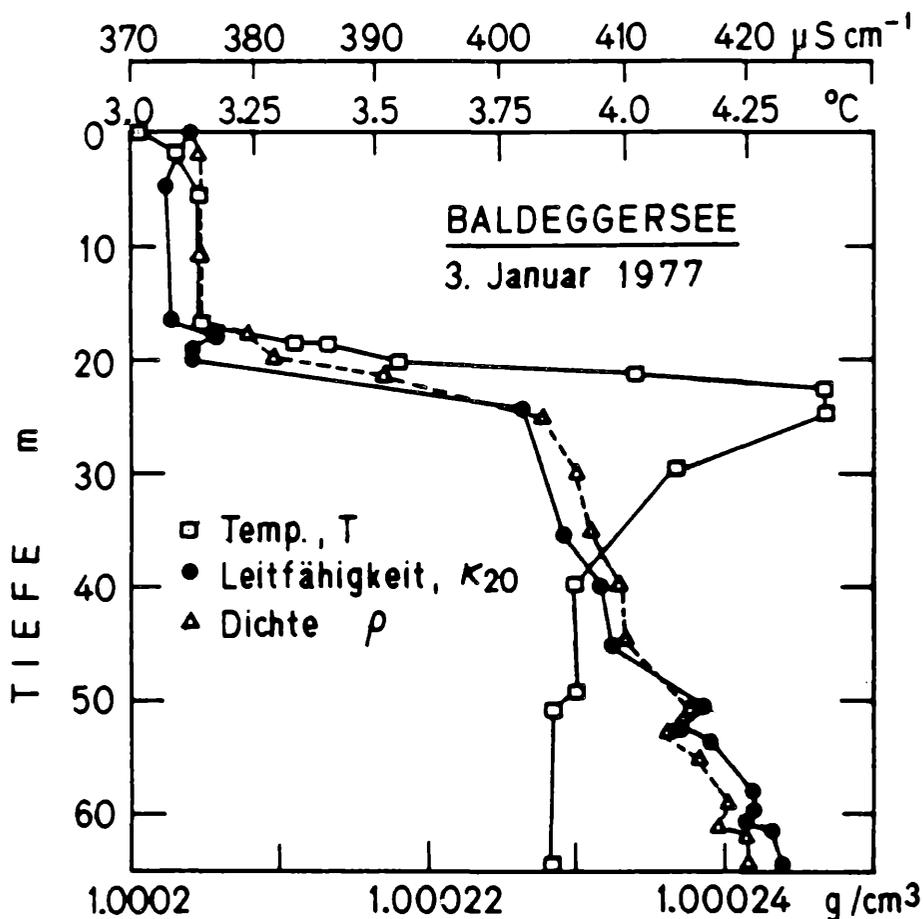


Abbildung 19

Die vertikale Dichteverteilung im Baldeggersee wird im Winter 1977 durch die gelösten Substanzen bestimmt. Die Windmischung führte in diesem Jahr nicht zu einer Vollzirkulation. (Nach T. JOLLER 1985: Dissertation ETH Zürich, Nr. 7830).

LI, Y. H. (1973):

Vertical eddy diffusion coefficient in Lake Zürich. —
Schweiz. Z. Hydrol. 35, 1-7.

WELANDER, P. (1968):

Theoretical forms for the vertical exchange coefficient in
a stratified fluid with application to lakes and seas. — Acta R.
Soc. Sci. Litt. Gothob. Geophys. 1, 1-26.

Anschrift des Verfassers:

Privatdozent Dr. Dieter M. Imboden
Eidgenössische Anstalt für Wasserversorgung, Abwasser-
reinigung und Gewässerschutz (EAWAG) der Eidgenössischen
Technischen Hochschule
CH-8600 Dübendorf

ZOBODAT - www.zobodat.at

Zoologisch-Botanische Datenbank/Zoological-Botanical Database

Digitale Literatur/Digital Literature

Zeitschrift/Journal: [Laufener Spezialbeiträge und Laufener Seminarbeiträge \(LSB\)](#)

Jahr/Year: 1986

Band/Volume: [2_1986](#)

Autor(en)/Author(s): Imboden Dieter M.

Artikel/Article: [Der Einfluß physikalischer Prozesse auf chemisch-biologische Vorgänge im See 22-35](#)