WILEY

Dünen und Mäander, Wellenformen der festen Erdoberfläche, deren Wachstum und Bewegung

Author(s): Felix M. Exner

Source: *Geografiska Annaler*, Vol. 3 (1921), pp. 327-335

Published by: Wiley on behalf of Swedish Society for Anthropology and Geography

Stable URL: <http://www.jstor.org/stable/519446>

Accessed: 11-06-2016 21:42 UTC

Your use of the JSTOR archive indicates your acceptance of the Terms & Conditions of Use, available at

<http://about.jstor.org/terms>

JSTOR is a not-for-profit service that helps scholars, researchers, and students discover, use, and build upon a wide range of content in a trusted digital archive. We use information technology and tools to increase productivity and facilitate new forms of scholarship. For more information about JSTOR, please contact support@jstor.org.

Swedish Society for Anthropology and Geography, *Wiley* are collaborating with JSTOR to digitize, preserve and extend access to *Geografiska Annaler*

DÜNEN UND MÄANDER, WELLENFORMEN DER FESTEN ERDOBERFLÄCHE, DEREN WACHSTUM UND BEWEGUNG.

VON *FELIX M. EXNER*, WIEN.

Wenn eine leichtere Flüssigkeit über eine schwerere geschichtet ist, wie Luft über Wasser, und die eine sich gegen die andere in horizontaler Richtung bewegt, so entstehen die bekannten Wellen, mit deren Studium sich Helmholtz am eingehendsten beschäftigt hat. Die ebene Trennungsfläche ruhender Flüssigkeiten bleibt bei der Bewegung nicht erhalten, sondern wird gewellt.

Der über das Wasser blasende Wind besitzt auf- und abgehende Stromlinien; wo sie hoch liegen, also näher aneinander verlaufen, ist die Windstärke grösser, wo sie tief und entfernter von einander liegen, geringer. Die Hydrodynamik beschreibt den Vorgang durch die sogenannten Orbitalwellen, bei welchen die einzelnen Teilchen jeder Flüssigkeit kleine Kreis- oder Ellipsenbewegungen ausführen, im Verhältnis zu ihrer mittleren Lage.

Wenn eine Flüssigkeit längs einer sandartigen, also aus festen Teilchen bestehenden aber doch beweglichen Masse hinströmt, dann geschieht etwas ganz ähnliches: die Trennungsfläche der beiden Massen bleibt nicht eben, sondern wird gewellt, wie man dies am einfachsten beim Wehen des Windes über Sandflächen an den kleinen Sandwellen, im grossen an den Dünen der Wüste beobachtet. Das Experiment zeigt, dass sich unter solchen Umständen eine Sandfläche stets mit Wellen bedeckt; ein ebener sandiger Boden, der dem Winde oder der Wasserströmung ausgesetzt ist, ist demnach nicht möglich. Wenn es trotzdem grosse, ganz ebene Gebiete auf der Erde gibt, so ist dies durch die Vegetation zu erklären, welche die Umlagerung der Erdmassen in Wellenform hindert. Viele flache Gebiete Europas, die seit langer Zeit von Menschenhand bearbeitet, gepflügt werden, sind nicht wirklich eben, sondern einigermassen gewellt. Es wäre noch zu prüfen, ob die Wellenrichtung mit den vorherrschenden Windrichtungen in Beziehung steht.

Wenn Luft sich über Sandflächen bewegt, so sind die entstehenden Wellen vertikal. Es gibt aber auch horizontale Wellen, die mit jenen verwandt sind, wenn nämlich Wasser im Sande fliesst. Jeder Bach oder Fluss ist geschlängelt, er führt in Mäandern durch die Ebene; der Erdboden wird seitlich vom Wasser erodiert und das Flussbett zeigt eine Art Wellenform. Hier ist das geradlinige

Ufer nicht lebensfähig; es geht von selbst in ein gewundenes über, wie die horizontale Trennungsfläche in die gewellte der Dünen.

Zwischen den beiden Erscheinungen von Mäander und Düne bestehen manche engere Beziehungen. Sie betreffen in erster Linie die Ausbildung, das allmähliche Wachstum der Formen, in zweiter deren Fortbewegung auf Grund der Bewegung des Sandes.

Die Ausbildung von vertikalen Wellen an Grenzflächen von Flüssigkeiten kann im Sande gut studiert werden. Denn die Sandwelle ist — abgesehen von den besonderen, in der Reibung des Sandes begründeten Böschungsverhältnissen — ein bleibendes Abbild der Welle in der Luft oder dem Wasser, durch die die Sandform erzeugt wird.

Lässt man durch Wind künstliche Sandwellen entstehen,¹ so sieht man vor allem, dass die Länge der Wellen mit zunehmender Entfernung vom Ausgangspunkt des Windes wächst, ebenso wie die Meereswellen bei ablandigem Wind seewärts an Grösse und Länge zunehmen. In der klassischen Physik ist die Wellenlänge fast immer eine konstante Grösse, ganz im Widerspruch mit den Erfahrungen. Helmholtz führte das Längerwerden der Wasserwellen auf Interferenzen von Wellen verschiedener Länge zurück. Das gleichmässige Wachstum von den kleinen Uferwellen zu den grossen Wogen des Ozeans scheint gegen diese Ansicht zu sprechen.

Nicht nur solche Gravitationswellen, sondern auch die elastischen Erdbebenwellen nehmen mit der Entfernung vom Erregerzentrum an Länge zu. Diese Erscheinung ist also ziemlich verbreitet und beruht nach meiner Meinung auf der allmählichen Ausbreitung der Wellenbewegung über immer dickere Massen des schwingenden Materials.

Die klassische Hydrodynamik hat ihre Oberflächenwellen nicht genetisch erklärt, sondern den beobachteten Bewegungszustand durch spezielle Lösungen der Kontinuitätsgleichung dargestellt. Die Bewegungsgleichungen wurden dabei nur zur Bestimmung von Grenzbedingungen verwendet. Es erschien mir daher berechtigt, nach einer anderen Lösung der Kontinuitätsgleichung zu suchen, welche die Zunahme der Wellenlänge mit der Entfernung vom Erregerort wiedergibt.

Eine solche Lösung ist in der Form für die Strömungsfunktion

$$\psi = A e^{-\beta \sqrt{r-x}} \cdot \sin \beta \sqrt{r+x} + U_0 y^2$$

enthalten; sie tritt an die Stelle der gewöhnlichen Form der Hydrodynamik $A e^{-\beta y} \cdot \sin \beta x + U_0 y$. Fig. 1 veranschaulicht die Art dieser neuen Welle

¹ Sitz.-Ber. Wiener Akademie, math. nat. Kl. Abt. 2a Bd. 129. 1920. S. 929.

² x ist die Fortpflanzungsrichtung (Trennungsfläche im zweidimensionalen Problem), y die Vertikale, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$; A , β , U_0 sind Konstante; vergl. die oben zitierte Abhandlung.

durch Strömungslinien. Oben ist hier die Bewegung fast geradlinig, unten gewellt, wie für Luft über Wasser oder Sand.

Aus der Formel und aus Figur 1 folgt, dass die Wellenlänge in verschiedenen Höhenlagen der Flüssigkeit nicht gleich ist und in jeder Höhe ausserdem mit Entfernung vom Ursprungsort zunimmt. Zugleich nimmt auch die Amplitude der Welle zu. Die Schwingung ist im Ausgangsort ($x = 0$) noch gering und greift allmählig von der unteren Grenzfläche nach aufwärts, es werden immer dickere Massen der Luft in die Schwingung einbezogen,

Fig. 1. Strömungslinien an Grenzflächen von Flüssigkeiten.

wodurch die Dimensionen der Wellen allmählig wachsen; dies wird so lange fortschreiten, als die Ausbreitung der Bewegungsart nach oben möglich ist.

Die Formel verlangt, dass die Wellenlänge in arithmetischer Progression wächst. Diese Forderung der Theorie konnte experimentell geprüft werden. Fig. 2 zeigt Photographien von zwei Wellenzügen im Sand, die bei verschiedener Windstärke entstanden. Die Ausmessung ergab, trotz der Unregelmässigkeiten, ziemlich gute Übereinstimmung mit der Theorie; nur im letzten Teil des Sandfeldes, rechts, scheint bei dem Versuch mit stärkerem Winde bereits die Wachstumsgrenze erreicht, was daraus zu erklären wäre, dass hier die gesamte über dem Sand in einem kastenartigen Rohr eingeschlossene Luftmasse bereits an der Schwingung teilnahm (Länge des Sandfeldes 2 m, Höhe des Kastens 20 cm).

Fig. 2. Photographien von zwei Wellenzügen im Sand bei verschiedener Windstärke.

Es ist von vornherein kein Grund vorhanden, zwischen den kleinen Wellen (Sandrippeln) des Versuchs und den grossen Dünen in der Natur einen anderen als graduellen Unterschied zu sehen. Bei letzteren wären sehr hohe Luftmassen an der Schwingung beteiligt zu denken, wodurch Wellenlängen von mehreren Hundert Metern und Amplituden bis zu 150 m entstünden. Ein Versuch in grösserem Masstabe könnte wohl die Frage entscheiden.

Die Form der neuen Wellenart sowie auch die der alten klassischen lässt leicht erkennen, dass an der Grenzfläche zweier Flüssigkeiten keine genau wirbelfreie Wellenbewegung möglich ist. Denn die Einbuchtungen sind, der Kontinuitätsgleichung entsprechend, flacher als die Ausbuchtungen, und was für die eine Flüssigkeit die Ausbuchtung ist, müsste für die andere genau die Einbuchtung

sein. Eine Strömung zwischen zwei ebenen parallelen Wänden (Erdoberfläche und irgend eine Höhenlage) mit genauer Wellenbewegung im mittleren Teile gibt es also nicht. Infolgedessen entsteht hinter dem Ort stärkster Luftbewegung, also hinter dem Wasser- oder Sandrücken, stets ein kleiner Wirbel, die Luft fliesst dort an der Grenzfläche der allgemeinen Stromrichtung entgegen, was man auch an der Bewegung der Sandkörner hinter der Böschung bemerken kann. Die Wellentheorie stimmt somit nur angenähert mit den Tatsachen überein. Bei der Sandwelle wird die Sache freilich durch die Besonderheiten der Reibung im Sande noch verwickelter.

Die vertikale gewellte Trennungsfläche zwischen Wasser und sandartigem (erodierbarem) Boden beim Mäander ist dadurch charakterisiert, dass die Stromlinien an einer konkaven Uferstelle, einer Aushöhlung des Ufers, näher aneinandertreten, dort also grössere Geschwindigkeit besteht, als an einer konvexen Uferstelle. Man gelangt demnach zu einer Darstellung der Stromlinien im Flusse mittelst der oben angegebenen Stromfunktion $e^{-\beta y} \sin \beta x + U_0 y$, indem man

Fig. 3. Stromlinien bei Mäanderbildung.

zwei solche Strombilder mit jenen Seiten gegen einander kehrt, auf welchen die Ein- und Ausbuchtungen stark sind, wie dies in Fig. 3 angedeutet ist.

Ein- und Ausbuchtungen der linken und rechten Stromhälfte (in der Richtung des Pfeiles) greifen ähnlich ineinander, wie bei den vertikalen Luft- und Wasser- oder Sandwellen. Aber auch hier können die beiden Wellensysteme nicht genau anein-

ander angeschlossen werden, es müssen sich im Zwischengebiet (nicht schraffiert) Wirbel bilden. Betrachtet man die Stromlinien 3 und 3' als die beiden Flussufer, so sieht man unmittelbar die grössere Stromgeschwindigkeit an den konkaven Uferstellen A_1, A_2, A_3 , die geringere an den konvexen B_1, B_2, B_3 . Zugleich sieht man, dass die Strombreite in den Bäuchen der Schwingung kleiner ist, als zwischen ihnen. In Wirklichkeit erodiert der Fluss dort auch nach der Tiefe, es braucht also der Kontinuität wegen jenes Verhältnis nicht zuzutreffen, wenn die mittlere Tiefe in den Bäuchen grösser ist als dazwischen. An den Punkten B , wo das Minimum der Geschwindigkeit zu finden ist, wird mitgetragenes Geröll liegen gelassen, dort entstehen seichte Stellen und Sandbänke. Der Stromstrich, die Linie grösster Geschwindigkeit, pendelt zwischen beiden Ufern hin und her.

Man kann somit die hydrodynamische Wellenform auf die Bewegung im Flusse ebenso anwenden, wie auf die Welle zwischen Wasser und Luft. Nur sind die Verhältnisse im Flusse dadurch vereinfacht, dass die beiden Wellensysteme hier

im gleichen Material, dem Wasser vorliegen, dort in verschiedenem, während hier noch die Lagerung des Wassers im Sande dazukommt. Bei dieser tritt ähnlich wie bei Luft eine Tendenz auf, die Schwingung auf immer grössere Massen des Materiales auszudehnen, indem durch Reibung an den Ufern das Wasser bestrebt ist, die Mäander zu vertiefen. Eine vollkommene Wiedergabe der sich schlängelnden Strömung mithilfe der Wellentheorie ist auch hier nicht möglich, insofern die Wirbelbewegung im Inneren des Flusses nicht dargestellt wird.

Die Beobachtungen an natürlichen Flussläufen zeigen, dass in einem Flusse das Verhältnis des Abstandes zweier Ausbuchtungen zur Breite des Mäandertales (Amplitude der Oszillation) ziemlich konstant ist. Man¹ kann sich ein Bild von der Art der Oszillationen machen, wenn man annimmt, dass die Wassermassen quer zum Flusse hin- und herpendeln und sich zugleich vorwärts bewegen. Es ist dann die Formel der stehenden Wasserschwingungen (Seiches) anwendbar und man erhält für die Wellenlänge $\lambda = 2b\sqrt{g/h}$, wenn b die Breite des Mäandertales (nicht die Flussbreite, also der Abstand der Geraden $A_1 A_3$ von A_2 in Figur 3), u die mittlere Geschwindigkeit der Strömung, h die Tiefe des Flusses und g die Schwere ist. Einige Messungen an natürlichen Flussläufen bestätigen die Formel angenähert, wenn auch λ meist grösser ist, als die Rechnung ergibt, insbesondere bei raschen, seichten Gerinnen. Hier wird offenbar die Turbulenz des fließenden Wassers die Schwingungsenergie quer zum Flusse verringern, wodurch λ grösser ausfällt.

Sehr deutlich ist an Laboratoriumsexperimenten zu erkennen, wie ein schiefes Einfließen des Wassers in einen geradlinigen Kanal bald zu Mäandern im letzteren führt, wobei sich Sandbänke an den konvexen Uferstellen ablagern, die konkaven aber erodiert werden. Die folgende Figur 4² zeigt diese allmähliche Entstehung der Mäander mit ihren Sandbänken (dünn schraffiert) nach Versuchen an einem künstlichen Gerinne von etwa 1.5 m Länge, das anfangs geradlinig in einem Sandbett hergestellt worden war. Zum Schlusse trat infolge stärkeren Wasserzuflusses ein Durchbruch ein (Stadium IX).

Dabei ist besonders interessant, dass die Amplituden der Querschwingungen allmählig wachsen, wie die Aushöhlung der Ufer fortschreitet, und dem entsprechend nun auch die Wellenlängen mit der Zeit zunehmen. Man sieht das deutlich daran, dass die unteren Sandbänke im Versuchsgerinne allmählig nach abwärts wandern und sich dort anlegen, wo vorher Erosionsstellen waren.

Auch bei der Düne muss ein ähnlicher Vorgang erfolgen, doch ist er dort nicht so gut wahrnehmbar, weil die ursprünglichen Wellentäler verschüttet, die Wellenberge abgetragen werden. Die Verschiebung der Mäander aber lässt deutliche Spuren im Flussbett zurück; so erklären sich auch die im Laufe von Jahr-

¹ Sitz.-Ber. Wiener Akad. d. Wiss., Abt. 2a, Bd. 128 1919, S. 1453.

² Aus der oben zitierten Abhandlung über Mäander.

hundertten ausgebildeten Ufergebiete von unregulierten Flüssen in ebenem Lande, die vielfach alte Windungen im Boden, tote Flussarme usw. erkennen lassen.

Fig. 4. Versuche über die Entstehung der Mäander mit ihren Sandbänken.

Wir kommen damit zu der Frage nach dem Transport des festen Materiales. Die Flüssigkeitswellen, sowohl die, welche die Dünen, wie jene, welche die Mäander erzeugen, sind in ihrer Entwicklung nicht frei, sondern von der Lagerung des Sandes abhängig, die sie selbst verursacht haben.

Der Sand ist in beiden Fällen schwerer als die ihn bewegende Flüssigkeit. Es braucht gewisse Geschwindigkeiten, um ihn von der Stelle zu rücken. Wo die Geschwindigkeit abnimmt, kann er zu Boden sinken, sich absetzen. In der Düne ist das auf der Leeseite eines Dünenwalles der Fall, auf der Luvseite nimmt die Geschwindigkeit zu. Eine zeitliche Veränderung des Dünenprofils ist dann möglich, wenn an einer Stelle mehr Sand zugeführt als abgeführt wird, oder umgekehrt. Ausserdem wird der Sandtransport nach aufwärts schwerer von Statten gehen, als nach abwärts. Für die Dünenbewegung lässt sich aus diesen beiden Gesichtspunkten eine Dif-

ferentialgleichung bilden, deren Integration für verschiedenen Anfangsbedingungen möglich ist. Sie lautet

$$\frac{\partial y}{\partial t} = -k \frac{\partial y}{\partial x} + m \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} {}^1.$$

¹ y vertikale Ordinate, x horizontale, t die Zeit; k und m sind Konstante.

Man findet in Kürze folgendes: eine anfängliche Sandwelle, die, sehr schematisch, sinusförmig angenommen wird, pflanzt sich mit konstanter Geschwindigkeit und abnehmender Höhe in der Richtung des Windes fort, wenn das ganze Dünengebiet mit gleich hohen Sandwellen überdeckt ist. Auf der Luvseite des Dünengebietes, wo die Sandwälle in der Windrichtung an Grösse zunehmen, da wird die Bewegung einer Düne vom Grad des Anstieges der folgenden Dünenrücken abhängen. Ist diese Zunahme sehr gross, so kann die Düne sich auch gegen den Wind bewegen; d. h. der an ihrer Luvseite angewehrte Sand bleibt dort liegen, von der Leeseite wird Sand abgeblasen, es verschiebt sich die *Form* des Sandes *gegen* den Wind, wenn auch natürlich der Sand selbst stets mit dem Winde bewegt wird. Auf der Leeseite des Dünengebietes, wo die Sandrücken in der Windrichtung kleiner werden, eilen sie rascher vorwärts, können unter Umständen auch an Grösse zunehmen. Der Theorie nach hängt das Ergebnis im einzelnen von den zwei Grössen k und m ab, deren erste die Rolle des Windes, deren zweite die Rolle der Schwere wiedergibt. In quantitativer Beziehung ist über die beiden Grössen noch nichts bekannt, hier wären Beobachtungen an natürlichen Dünen erforderlich.

Von Wichtigkeit ist noch, dass sich der Theorie nach kurze Sandwellen rascher bewegen als lange, sowohl mit dem Winde als gegen ihn. Nun ist ein einmal gebildeter Sandrücken in seiner Längenausdehnung tatsächlich nie gleich hoch und breit; da in irgend einer Gegend der Erde meist zwei überwiegende Windrichtungen vorherrschen, so sind lange ungebrochene Sandrücken selten, sie sind meist durch Längswinde in hügelförmige Einzeldünen zerschnitten. Eine solche Einzeldüne nun wird ebenso wie ein Dünenrücken wechselnder Höhe sich bei der Fortbewegung verzerren, da verschieden lange Wellen eine verschiedene Fortpflanzungsgeschwindigkeit besitzen. Die niedrigen Teile werden den hohen vorauslaufen, es entstehen auf der Leeseite des Dünengebietes, wo die Dünen mit dem Winde wandern, die Sicheldünen oder »Barchane«, die ihre Spitzen in der Richtung des Windes vorstrecken; auf der Luvseite, wo die Düne ruht oder gegen den Wind wandern kann, stossen ihre niedrigen Enden gegen den Wind vor und es bilden sich die »Parabeldünen«. Freilich ist die eigentümliche Böschung der Dünen auf der Lee- und Luvseite durch diese schematische Darstellung nicht erklärt, das wesentliche der Bewegung aber scheint in ihr enthalten zu sein.

Die ausgebildeten Flussmäander verändern, wie oben gesagt, gleichfalls ihre Lage; doch ist noch wenig darüber bekannt. Die Veränderungen scheinen vor allem bei Hochwasser vor sich zu gehen, wo die Wassergeschwindigkeit grösser ist als normal und daher auch das Bestreben zu bemerken ist, die Wellenlänge der Mäander zu vergrössern. Diese Tendenz dürfte in gewissem Gegensatz zur allmählichen Umbildung der Mäander bei gleichbleibendem Wasserdurchlauf stehen.

Hier wird nämlich, wie es scheint, die Wellenform sich flussaufwärts verschieben. Die tiefen konkaven und die seichten konvexen Uferseiten mit ihren Sandbänken werden *flussaufwärts* wandern, während das Hochwasser die Wellenform nach *abwärts* zu strecken bestrebt ist.

Fig. 5.

Bei konstantem Wasserdurchfluss kann man annehmen, dass die an einer Stelle durch die Querschnittseinheit des Gerinnes transportierte Sand- oder Geröllmenge proportional der Wassergeschwindigkeit ist. Nimmt dann diese irgendwo in der Laufrichtung ab, so wird Sand oder Geröll angehäuft, nimmt sie zu, so wird der Boden dort erodiert. Auf einer Seite des geschlängelten Gerinnes ist die Geschwindigkeit an den konvexen Uferstellen gering, an den konkaven gross. In erster Näherung kann man sie bis auf eine Konstante proportional $y_0 - y$ setzen, wenn nach nebenstehender Figur 5 y_0 die mittlere Ordinate des Flussufers gegen eine feste x -Achse, y die Ordinate an einer beliebigen Stelle ist. Dann wird also diese Geschwindigkeit $w = C + c(y_0 - y)$, und da $\frac{\partial y}{\partial t} = -b \frac{\partial w}{\partial x}$, auch $\frac{\partial y}{\partial t} = k \frac{\partial y}{\partial x}$. Das Integral dieser Gleichung ist $y = f(x + kt)$. Wenn zu Anfang die Gestalt des Ufers etwa durch $y_1 = y_0 + a \sin \gamma x$ gegeben ist, so wird $y = y_0 + a \sin \gamma (x + kt)$ die zeitliche Veränderung der Uferlinie darstellen. Die Uferform, die Mäanderwindung, wird sich also mit der Geschwindigkeit k flussaufwärts verschieben, die Sandbänke sollten aufwärts wandern.

Wie schon oben erwähnt, ist das Wasser bestrebt, die Mäanderform in immer breitere Ufergebiete einzugraben. Freilich können bei konstanter Wassermenge die Ufer schliesslich der Erosion standhalten. Aber im Anfangsstadium des Flusses besteht zweifellos die Tendenz der Verbreiterung der Mäandergürtel, ähnlich wie bei der Luftschwingung das Bestreben der Ausbreitung nach aufwärts. Die Reibung an den Uferrändern wird umso wirksamer dort sein, wo die Geschwindigkeit des Wassers gross ist. Nach obiger Figur wird also die Ordinate y sich mit der Zeit dort verkleinern, wo $y_0 - y$ gross ist. Die obige Differentialgleichung nimmt also mit Rücksicht auf diese Tendenz die Form $\frac{\partial y}{\partial t} = k \frac{\partial y}{\partial x} - m(y_0 - y)$ an, woraus folgt: $y = y_0 - e^{mt} e^{mf(kt + x)}$.

Ist zu Anfang wieder $y_1 = y_0 + a \sin \gamma x$, so wird nun $y = y_0 + a e^{mt} \sin \gamma (x + kt)$. Die Amplitude nimmt also jetzt mit der Zeit zu. Die gleichzeitige Zunahme der Wellenlänge des Mäanders lässt sich durch die einfache Annahme über die Ge-

schwindigkeit $w = C + c(y_0 - y)$ freilich nicht erhalten. Doch folgt sie aus der oben angegebenen Formel für die Querschwingungen.

Die in Figur 4 wiedergegebene künstliche Mäanderbildung ist nicht allgemein gültig, weil durch die fixierte Einflusstelle des Wassers in den Kanal auch das obere Ende des Mäanders dauernd festgelegt ist; jenes Beispiel wäre in der Natur beim Austritt eines Flusses in eine Ebene durch eine von Bergen gebildete feste Einbruchspforte gegeben. Wie sich die Mäander in der Ebene selbst verlagern, ob die abgeleitete Beziehung stimmt und in welchem Verhältnis die Konstanten k und m zu einander stehen, das sollte an der Hand von Beobachtungen an natürlichen, nicht regulierten Flussläufen noch näher studiert werden.