

Copyright ©

Es gilt deutsches Urheberrecht.

Die Schrift darf zum eigenen Gebrauch kostenfrei heruntergeladen, konsumiert, gespeichert oder ausgedruckt, aber nicht im Internet bereitgestellt oder an Außenstehende weitergegeben werden ohne die schriftliche Einwilligung des Urheberrechtinhabers. Es ist nicht gestattet, Kopien oder gedruckte Fassungen der freien Onlineversion zu veräußern.

German copyright law applies.

The work or content may be downloaded, consumed, stored or printed for your own use but it may not be distributed via the internet or passed on to external parties without the formal permission of the copyright holders. It is prohibited to take money for copies or printed versions of the free online version.

Deutung der Besonderheiten im Massentransport der küstennahen Strömung im Golf von Neapel¹⁾

VON WALTER DÜING

Zusammenfassung: Auf Grund langfristiger Registrierungen lassen sich die Strömungsverhältnisse an der Golfküste von Neapel als küstenparallele Grundströmung auffassen, der in periodischer oder nichtperiodischer Form Störungen überlagert sind. Es wird versucht, die EKMANSCHE Theorie des nichtstationären Triftstromes — unter Einbeziehung der horizontalen Reibung und einer Grundströmung — auf die küstenparallele Strömung zu erweitern. Im Gegensatz zu EKMAN, der bei einem konstant wirkenden Wind einen periodischen Massentransport erhält, strebt hier der Massentransport aperiodisch einem durch Reibung und Grundströmung bedingten Grenzwert zu. Außerdem erfolgt der Massentransport nicht senkrecht zum Wind, sondern es ergeben sich in Abhängigkeit von Reibung und Grundstrom Winkel, die kleiner als 90° sind.

Interpretation of some particularities in the mass transport of the coastal current of the Gulf of Naples (Summary): Due to long term registrations the coastal current in the gulf of Naples can be considered as a parallel basis current which is superimposed by periodical or non-periodical disturbances. An attempt is made to extend the EKMAN-theory of non-stationary drift currents to coast parallel currents by taking in account also the horizontal friction and the basis current. In this case the mass transport leads aperiodically to an upper limit due to friction and bottom current in contrary to EKMAN who gets a periodical mass transport when assuming a constant wind. Besides the mass transport does not happen vertically to the direction of the wind, but instead angles smaller than 90° in dependence from friction and basis current are produced.

Im Herbst 1962 und Sommer 1963 führte der Verfasser im Golf von Neapel mit Hilfe moderner Meßverfahren langzeitige Strömungsregistrierungen durch. Die Beobachtungen für das Sommerhalbjahr ergaben in Übereinstimmung mit anderen Autoren (V. ROMANOVSKY, 1954, E. LISITZIN, 1955) in der überwiegenden Zahl der Fälle einen küstenparallelen, nach Südosten setzenden Strom. Ein Beispiel hierzu zeigt Abb. 1: Der dargestellten Stromsituation liegen quasisynoptische Beobachtungen der Ausbreitung des Voltornowassers zu Grunde. Die Entfernung von der Voltornomündung bis zur Meerenge von Capri beträgt etwa 35 sm. In den Abbildungen 2 und 3 kommen ortsfeste Strombeobachtungen, die mit kontinuierlich registrierenden Strommessern gewonnen wurden (Meßmast im Kanal von Ischia), zur Darstellung. Abb. 2 zeigt in statistischer Form das Beobachtungsergebnis einer 35 Tage dauernden Registrierung. Man entnimmt ihr, daß in 11 m und in 26 m Tiefe (bei 31 m Wassertiefe) die Strömung im Mittel nach Südosten, d. h. küstenparallel, gerichtet war. Dasselbe kommt in Abb. 3 zum Ausdruck, die einen Ausschnitt von sechs Tagen aus den Registrierungen im Kanal von Ischia wiedergibt. Während sich also aus den Beobachtungen eine recht einheitliche Richtung der Strömung ergibt, zeigen die Registrierungen der Stromgeschwindigkeiten sehr große Schwankungen: Einer mehr oder weniger konstanten Grundströmung von 10—15 cm/sec sind Strömungen — periodischer oder unperiodischer Natur — mit Spitzen bis zu 65 cm/sec. überlagert. Eine ähnlich starke Fluktuation zeigen die Massentransporte durch den Kanal von Ischia und durch die Meerenge von Capri wie sie anhand von sechsmonatigen Dauerregistrierungen festgestellt wurden (Dissertation des

¹⁾ Die vorliegende Veröffentlichung ist der theoretische Anhang der Dissertation des Verfassers, die den Titel „Strömungsverhältnisse des Golfs von Neapel“ trägt. Der erste Teil dieser Arbeit beinhaltet in ausführlicher Form die bei den Strömungsuntersuchungen gewonnenen Ergebnisse. (Die Arbeit erscheint in den Pubblicazioni della Stazione Zoologica di Napoli.)

Verfassers Pubbl. Staz. Zool. Nap.). Im folgenden soll nun versucht werden, die vorliegenden Beobachtungen als Gradientstrom, dem ein winderzeugter Triftstrom überlagert ist, zu deuten. Dazu zerlegt man den Strömungsvektor in einen raumzeitlich konstanten Anteil \mathbf{v}_0 und einen raumzeitlich veränderlichen Anteil \mathbf{v}_1 derart, daß

$$(1) \quad \mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{v}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{v}_1(\mathbf{r}, t).$$

In der folgenden Betrachtung beziehen wir uns auf ein kartesisches Linkssystem, wobei z nach unten gerichtet ist. (In der folgenden Anwendung auf küstenparallele Strömungen ist die y -Achse parallel zur italienischen Westküste nach Süden gerichtet). Dabei bedeutet $z = 0$ die Meeresoberfläche. Weiterhin soll ein homogenes Meer betrachtet werden, d. h. $\rho = \text{const.}$ und außerdem sei

$$\mathbf{u}_0 = \mathbf{0}; \mathbf{v}_0 = \text{const.}; W_1 = w_0 = 0; p_1 = 0.$$

Die vereinfachten EULERSchen Bewegungsgleichungen lauten

$$(2) \quad \frac{d\mathbf{v}}{dt} + 2 \vec{\Omega} \times \mathbf{v} + \frac{\nabla p}{\rho} + \nabla \varphi + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2}.$$

Dabei berücksichtigt der Term $\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2}$ die vertikale Reibung, die — mittels der untenstehenden Randbedingungen (9) und (10) — die an der Oberfläche wirkende Schubspannung des Windes auf die tieferliegenden Wasserschichten überträgt. Der Term $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}$ berücksichtigt in vereinfachter Form die horizontale Reibung $\frac{\mu}{\rho} \cdot \left(\frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial y^2} \right)$,

wie sie in den Bewegungsgleichungen auftritt. Dies erscheint zweckmäßig, weil in dem hier behandelten Fall der küstenparallelen Strömung eine durch die Küste bedingte Horizontalreibung anzunehmen ist. Geht man mit den oben gemachten Voraussetzungen in (2) ein, so erhält man für die Gleichungen 0.ter Näherung

$$(3a) \quad \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{f} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial x}$$

$$(3b) \quad \mathbf{v}_0 \cdot \mathbf{k} = - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_0}{\partial y}$$

$$(3c) \quad \mathbf{g} \cdot \rho = \frac{\partial p_0}{\partial z}$$

und für die Störungsgleichungen 1. Ordnung:

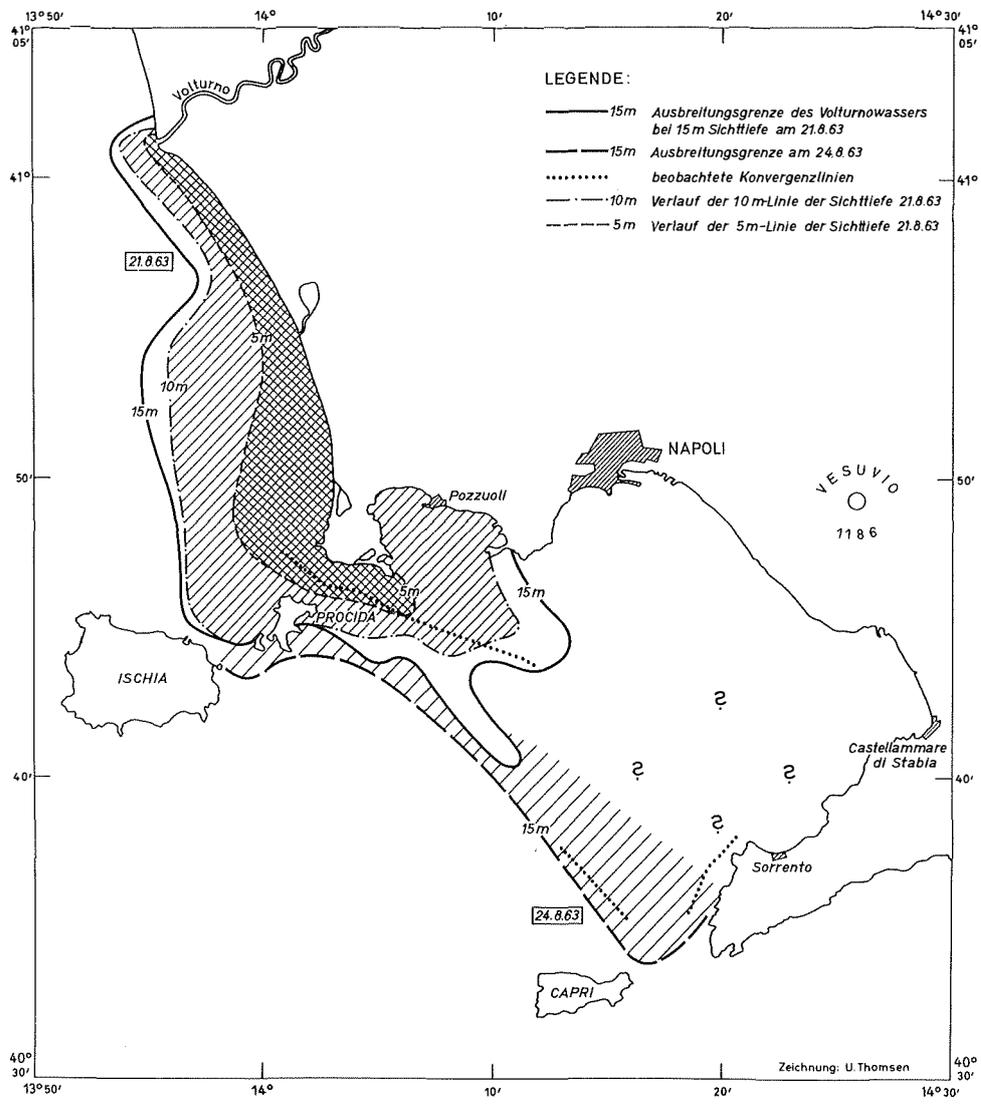
$$(4a) \quad \frac{\partial U_1}{\partial t} + v_0 \frac{\partial U_1}{\partial y} - f \cdot V_1 + \mathbf{k} \cdot U_1 = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 U_1}{\partial z^2}$$

$$(4b) \quad \frac{\partial V_1}{\partial t} + v_0 \frac{\partial V_1}{\partial y} + f \cdot U_1 + \mathbf{k} \cdot V_1 = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 V_1}{\partial z^2}.$$

Dabei bedeuten $U_1(x, y, z, t)$, $V_1(x, y, z, t)$ die raumzeitlich abhängigen Geschwindigkeitskomponenten der Störung in x - bzw. y -Richtung.

Legende zu der nebenstehenden Abbildung (Tafel 1)

Abb. 1: Beispiel für eine typische Südost-Stromlage. Erschlossen aus der Ausbreitung des Volturnowassers.



Tafel 1 (zu W. Düing)

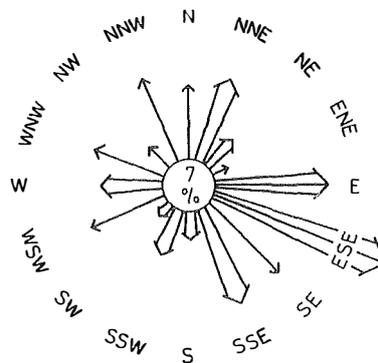
Erläuterung zur Windrose

Wind weht in Pfeilrichtung
Länge = Häufigkeit in %

0% 4% 8% 12% 16%
Die Zahl im Mittelkreis
gibt die Häufigkeit
der Windstillen an

Geschwindigkeitserklärung

- < 3 Bft - < 5,4 m/sec
- ⇒ 3 - 4,5 " - 5,5 - 7,5 "
- ⇒⇒ 4,6 - 6 " - 7,6 - 12 "
- ⇒⇒⇒ 6,1 - 7,5 " - 12,1 - 17 "
- ⇒⇒⇒⇒ > 7,5 " - > 17 "



Wind

Erläuterung zu den Stromrosen

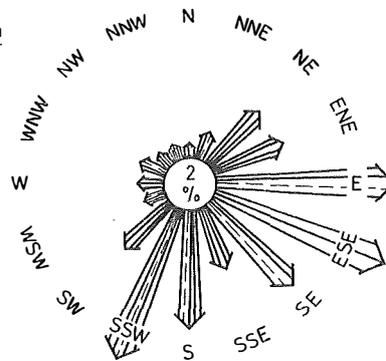
Strömung fließt in Pfeilrichtung
Länge = Häufigkeit in %

0% 4% 8% 12% 16%

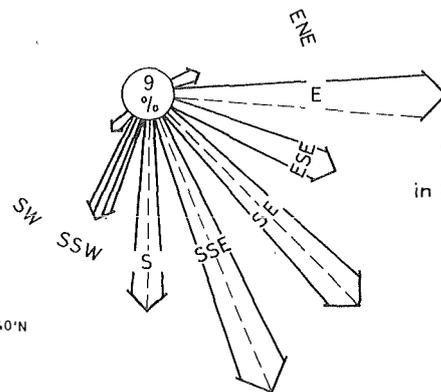
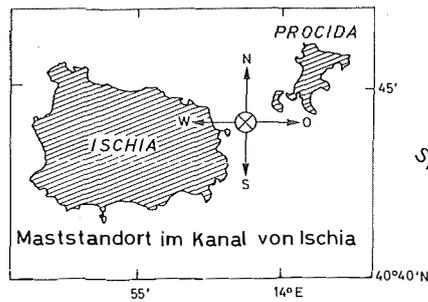
Die Zahl im Mittelkreis
gibt die Häufigkeit
der Stromstillen an

Geschwindigkeitserklärung

- dicker Strich = 10 cm/sec
- - - ger. Strich = 5 cm/sec



Strom
in 11 m Tiefe



Strom
in 26 m Tiefe

Tafel 2 (zu W. Düing)

$f = 2 \left| \vec{\Omega} \right| \sin \varphi \dots$ Coriolisparameter
 $k =$ Reibungskoeffizient
 $\mu =$ vertikaler Austauschkoeffizient.

Zunächst seien die Gleichungen 0.ter Näherung (3a—c) diskutiert. Die statische Grundgleichung (3c) ist sicherlich erfüllt. Durch Elimination von v_0 aus (3a) und (3b) erhält man

$$\frac{k}{f} = - \frac{\partial p_0 / \partial y}{\partial p_0 / \partial x} = - \frac{\partial \zeta / \partial y}{\partial \zeta / \partial x},$$

wobei ζ eine bestimmte Wasserstandserhöhung über $z = 0$ bedeutet. Dies besagt zunächst, daß ein Gefälle in y -Richtung nur mit $k \neq 0$ auftritt. Es gilt $f_{\text{Neapel}} \approx 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$

und $k \approx 10^{-6}$ bis 10^{-5} sec^{-1} . Aus $k < f_{\text{Neapel}}$ folgt, daß auch $\left| \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right| < \left| \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right|$.

Das heißt also, daß das küstenparallele Gefälle in y -Richtung kleiner als das Gefälle quer zur Küste (in x -Richtung) ist. Nach einer Arbeit von E. LISITZIN (1955) bestätigen die Beobachtungen diesen Sachverhalt. Das negative Vorzeichen besagt, daß z. B. bei einem Gefälle von N nach S das Quergefälle von W nach E verlaufen muß. Ersteres ist z. B. im Sommer der Fall (Abb. 4), wenn nach S bzw. SE setzende Strömungen herrschen, während letzteres eine Folge der geostrophischen Bedingung ist. (Auf der rechten Seite der Strömung muß der Wasserstand höher sein als auf ihrer linken Seite, wenn man in Stromrichtung blickt). Indessen sei noch bemerkt, daß wegen der anfangs gemachten Voraussetzung $p_1 = 0$ in die gesamte Betrachtung nur die mittlere Wasserstandserhöhung infolge p_0 eingeht. Der Einfluß des Anstaus auf die gestörten Geschwindigkeiten u_1 und v_1 bleibt also unberücksichtigt.

Die Störungsgleichungen 1. Ordnung sollen nun mit Hilfe des folgenden Separationsansatzes vereinfacht werden:

$$(5) \quad U_1(x, y, z, t) = u_1(z, t) \cdot e^{i\eta y - \kappa x}$$

$$(6) \quad V_1(x, y, z, t) = v_1(z, t) \cdot e^{i\eta y - \kappa x}.$$

Dabei gelte die Forderung $\kappa \gg \eta$. Dieser Separationsansatz besitzt allerdings nur bis in eine gewisse Entfernung vom Koordinatennullpunkt Gültigkeit. Geht man mit (5) — (6) in (4a—b) ein und betrachtet nur noch die Abhängigkeit von t und z , so erhält man:

$$(7) \quad \frac{\partial u_1}{\partial t} + (v_0 \eta + k) u_1 - f v_1 = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2}$$

$$(8) \quad \frac{\partial v_1}{\partial t} + (v_0 \eta + k) v_1 + f u_1 = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 v_1}{\partial z^2}.$$

Als Rand- bzw. Anfangsbedingungen sollen gelten:
 Es wirke ein Windfeld ein derart, daß

$$(9) \quad \frac{\partial u_1(z=0, t)}{\partial z} = - \frac{\tau_x(t)}{\mu}$$

Legende zu der nebenstehenden Abbildung (Tafel 2)

Abb. 2: Darstellung des mittleren Strömungsverlaufs in 11 m und 26 m Tiefe im Kanal von Ischia. Registrierdauer 27. 4. 1963—1. 6. 1963.

$$(10) \quad \frac{\partial v_1(z=0, t)}{\partial z} = -\frac{\tau_y(t)}{\mu}.$$

Die Störungsgeschwindigkeit sei zu Beginn der Einwirkung des Windfeldes Null:

$$(11) \quad u_1 = v_1 = 0 \text{ für } t = 0.$$

Die Störgeschwindigkeit soll in großen Tiefen verschwinden:

$$(12) \quad u_1 = v_1 = 0 \text{ für } z \rightarrow \infty.$$

In Analogie zum Vorgehen von EKMAN im Problem des nichtstationären Triftstromes führt man ein:

$$(13) \quad c_1 = u_1 + i v_1$$

$$(14) \quad \tau_0 = \tau_{0x} + i \tau_{0y}.$$

Dann erhält man aus (7) und (8) die Gleichung

$$(15) \quad \frac{\partial c_1}{\partial t} + c_1 (v_0 \eta + k + i f) = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{\partial^2 c_1}{\partial z^2}.$$

Die Lösung dieser Gleichung geschieht am zweckmäßigsten mittels der LAPLACE-Transformation.

Da die Gleichung (15) mit den Randbedingungen (9) — (12) formal den Formulierungen des EKMAN'schen Triftstromproblems entspricht, werden hier für $c_1(z, t)$ die sogenannten FREDHOLM'schen Lösungen übernommen unter Berücksichtigung des hier auftretenden Faktors $(v_0 \eta + k + i f)$, statt $i \cdot f$ bei EKMAN (V. W. EKMAN, 1905, H. ERTEL, 1940):

$$(16) \quad c_1(z, t) = \frac{1}{\sqrt{\rho \mu \pi}} \cdot \int_0^t \tau(u) \cdot e^{-(v_0 \eta + k + i f)(t-u)} \cdot e^{-\frac{z^2 \cdot \rho}{4 \mu (t-u)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t-u}} du.$$

Auf die vorgegebene küstenparallele Grundströmung v_0 , die nach S fließt, (y -Achse nach S, x -Achse nach Westen gerichtet) wirke ein nach Richtung und Geschwindigkeit konstanter Westwind: d. h. $\tau_0 = -\tau_{0x} + i \cdot 0$.

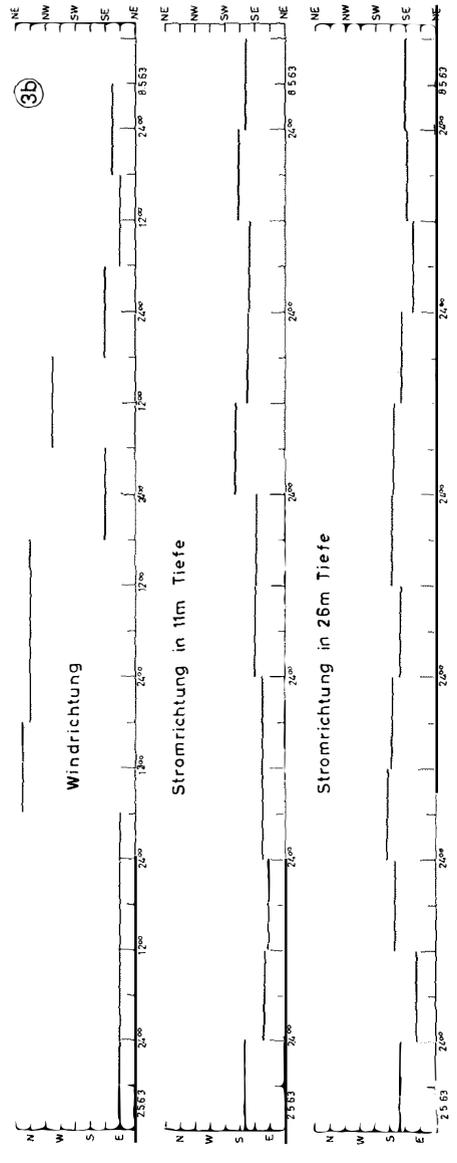
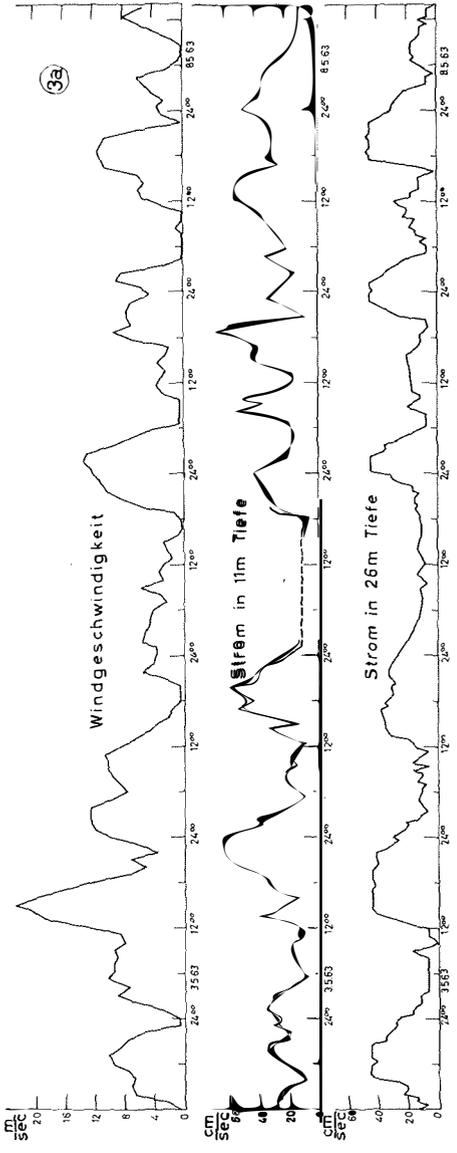
Dann erhält man für die beiden Geschwindigkeitskomponenten

$$(17) \quad u_1(z, t) = \frac{-\tau_{0x}}{\sqrt{\rho \mu \pi}} \cdot \int_0^t e^{-(v_0 \eta + k) \cdot \xi} \cdot e^{-\frac{z^2 \cdot \rho}{4 \mu \xi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\xi}} \cdot \cos f \xi \cdot d \xi$$

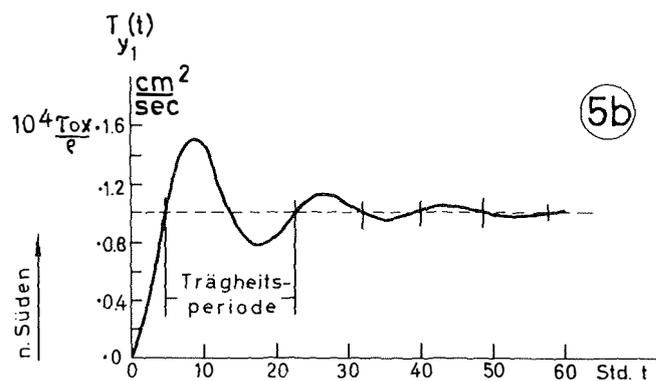
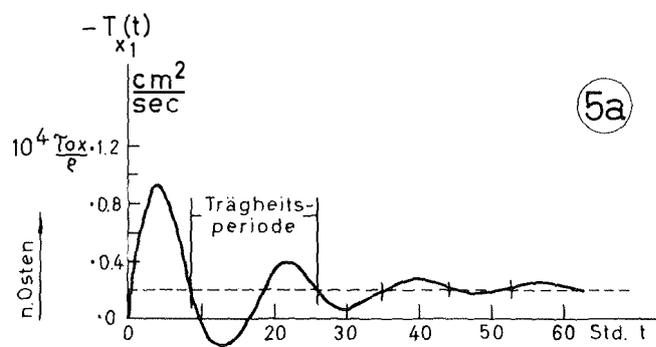
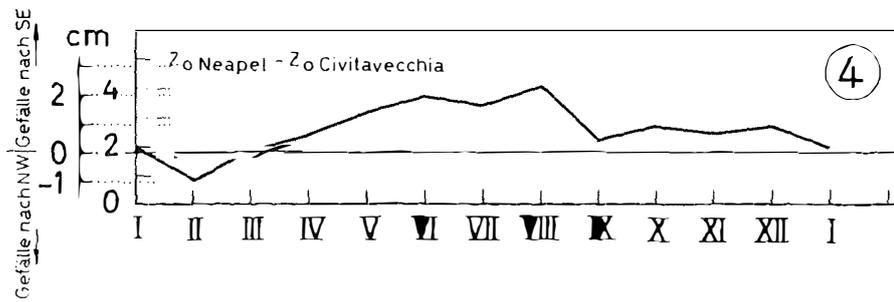
$$(18) \quad v_1(z, t) = \frac{\tau_{0x}}{\sqrt{\rho \mu \pi}} \cdot \int_0^t e^{-(v_0 \eta + k) \cdot \xi} \cdot e^{-\frac{z^2 \cdot \rho}{4 \mu \xi}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\xi}} \cdot \sin f \xi \cdot d \xi$$

Legende zu der nebenstehenden Abbildung (Tafel 3)

Abb. 3a—b: Ausschnitt aus den Wind- und Strömungsregistrierungen (11 m und 26 m Tiefe) im Kanal von Ischia. Registrierdauer 2. 5. 1963—8. 5. 1963.
a) Geschwindigkeit, b) Richtungen



Tafel 3 (zu W. Düng)



Tafel 4 (zu W. Düng)

Den gesamten Massenfluß ergibt die vertikale Integration über z:

$$(19) \quad T_{x1} = \int_0^{\infty} u_1(z, t) dz \text{ bzw. } T_{y1} = \int_0^{\infty} v_1(z, t) dz.$$

Unter Voraussetzung der Vertauschbarkeit beider Integrale kann man dann schreiben

$$(20) \quad T_{x1} = \frac{-\tau_{ox}}{\sqrt{\rho\mu\pi}} \int_0^t \int_0^{\infty} \left(e^{-\frac{z^2 \cdot \rho}{4\mu\xi}} \cdot \frac{e^{-(v_0\eta + k)\xi}}{\sqrt{\xi}} \right) \cdot \cos f\xi \cdot dz \cdot d\xi.$$

Mit Hilfe der Substitution

$$(21) \quad z = s \sqrt{\frac{4\mu\xi}{\rho}} \text{ bzw. } \xi = \xi$$

und unter Berücksichtigung der Funktionaldeterminante erhält man

$$(22) \quad T_{x1} = \frac{-\tau_{ox}}{\rho} \int_0^t \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\infty} e^{-s^2} \cdot e^{-(v_0\eta + k)\xi} \cdot \cos f\xi \cdot ds \cdot d\xi.$$

Da $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} e^{-s^2} \cdot ds = 1$, vereinfacht sich (22) zu

$$(23) \quad T_{x1} = \frac{-\tau_{ox}}{\rho} \int_0^t e^{-(v_0\eta + k)\xi} \cdot \cos f\xi \cdot d\xi.$$

Dieser Ausdruck ist aber leicht integrierbar, und es resultiert als Transport in x-Richtung in Abhängigkeit von t:

$$(24) \quad T_{x1}(t) = \frac{-\tau_{ox}}{\rho [(v_0\eta + k)^2 + f^2]} \left\{ (v_0\eta + k) + e^{-(v_0\eta + k) \cdot t} \cdot [f \cdot \sin ft - (v_0\eta + k) \cdot \cos ft] \right\}$$

Analog ergibt sich für den Transport in y-Richtung:

$$(25) \quad T_{y1}(t) = \frac{\tau_{ox}}{\rho [(v_0\eta + k)^2 + f^2]} \left\{ f - e^{-(v_0\eta + k) \cdot t} \cdot [(v_0\eta + k) \cdot \sin ft + f \cdot \cos ft] \right\}$$

Um einen Vergleich mit den Ergebnissen des EKMANSchen Triftstromproblems zu ermöglichen, werden die FREDHOLMSchen Lösungen ebenfalls vertikal integriert, und man erhält bei gleicher Orientierung des Koordinatensystems und der Schubspannungsrichtung:

Legende zu der nebenstehenden Abbildung (Tafel 4)

- Abb. 4: Jahresverlauf des absoluten Gefälles von Neapel bis Civitavecchia. Im Anschluß an eigene Messungen.
 Abb. 5a—b: Zeitlicher Verlauf der theoretisch ermittelten Komponenten des Massentransports.
 a) nach Süden b) nach Osten

$$(26) \quad T_x(t) = -\frac{\tau_{ox}}{\rho \cdot f} \cdot \sin ft$$

bzw.

$$(27) \quad T_y(t) = \frac{\tau_{ox}}{\rho \cdot f} \cdot (1 - \cos ft).$$

Wir wollen zunächst den stationären Fall betrachten, d. h. $t \rightarrow \infty$:

$$(28) \quad T_{x1} = -\frac{\tau_{ox}}{\rho} \cdot \frac{(v_0 \eta + k)}{(v_0 \eta + k)^2 + f^2}$$

bzw.

$$(29) \quad T_{y1} = \frac{\tau_{ox}}{\rho} \cdot \frac{f}{(v_0 \eta + k)^2 + f^2}.$$

Setzt man $(v_0 \eta + k) = 0$, so liegt der Fall des EKMANSCHEN Triftstromproblems vor. Der Transport T_{x1} in Windrichtung wird Null, und es verbleibt nur die zum Wind senkrechte Transportkomponente $T_{x1} = \frac{\tau_{ox}}{\rho \cdot f}$; diese Lösung ist also identisch mit dem Ergebnis des stationären Triftstromproblems von EKMAN.

Nach (28) und (29) besteht für die Komponenten des Massenflusses im stationären Fall die einfache Relation

$$(30) \quad |T_{x1}| : |T_{y1}| = (v_0 \eta + k) : f$$

β sei der von der x-Achse rechtsdrehend gezählte Winkel. Dann gibt

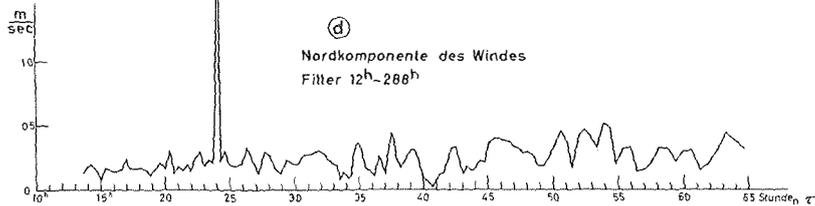
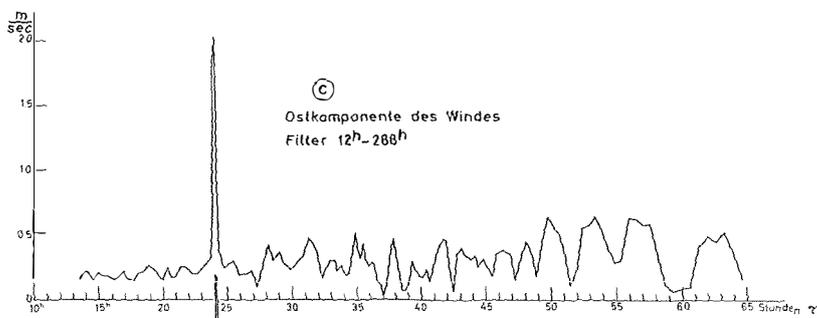
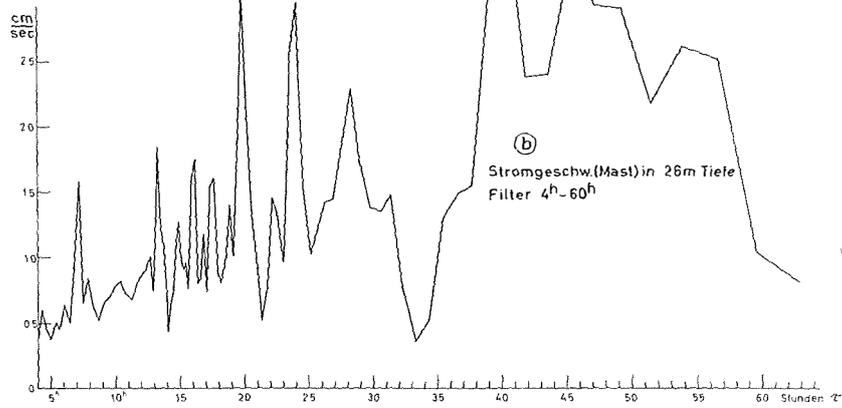
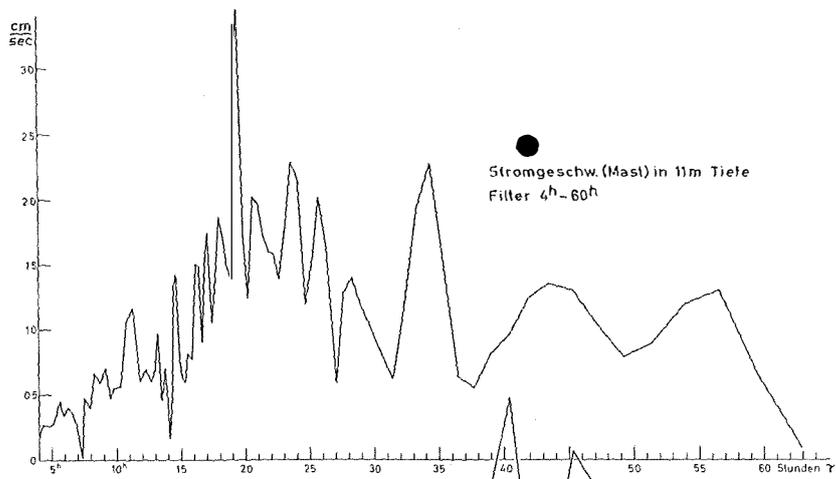
$$(31) \quad \operatorname{tg} \beta = \frac{|T_{y1}|}{|T_{x1}|} = \frac{f}{v_0 \eta + k}$$

den Winkel an, um den der gesamte Massenfluß nach rechts von der wirkenden Windrichtung gerichtet ist. Für $(v_0 \eta + k) = 0$ erhält man wiederum die EKMANSCHES Lösung, nämlich 90° -Rechtsabweichung des Massenflusses von der Windrichtung. Wird $(v_0 \eta + k) > 0$, so wird die Ablenkung aus der Windrichtung kleiner. Man erkennt, unter der Voraussetzung $\eta = \text{const.}$, $k = \text{const.}$, daß bei höheren Werten der küstenparallelen Grundströmung v_0 die Ablenkungswinkel vom Wind kleiner werden, d. h. die Komponente zur Küste hin wird größer. Insgesamt ergibt sich, daß die küstenparallele Strömung im Verein mit der Horizontalreibung (ausgedrückt durch k) eine Quercirkulation senkrecht zur Küste bewirkt. Dieses Ergebnis konnte an eigenen Messungen nur unzulänglich überprüft werden. Für die Bocca Piccola ergibt sich als wirksamste Windrichtung 280° auf den Transport nach SSE¹⁾. Der Ablenkungswinkel von der Windrichtung beträgt demnach 57° . Nach (31) erhält man dann für $f : (v_0 \eta + k) = 1 : 0,65$. Falls genügend Beobachtungen dieser Art zur Verfügung stünden, wäre es bei bekanntem v_0

¹⁾ Nach statistischen Ergebnissen, die auf den anfangs erwähnten Beobachtungen beruhen und in den *Publicazione della Staz. Zool. di Napoli* zur Veröffentlichung kommen.

Legende zu der nebenstehenden Abbildung (Tafel 5)

Abb. 6: Energiespektren für den Periodenbereich von 4—60 Stunden.



Tafel 5 (zu W. Düing)

bzw. $v_0 \cdot \eta$ auch möglich, die Größenordnung des Reibungsfaktors k genauer zu bestimmen, womit Aussagen über den Einfluß der Reibung auf küstennahe Strömungen ermöglicht würden.

Numerisches Beispiel u. Deutung der beobachteten 19^h- und 24^h-Perioden im Strom:

Um zu einem Überblick über den Verlauf des Massenflusses in Abhängigkeit von der Zeit zu gelangen, wurden folgende Werte angenommen:

$f_{\text{Neapel}} \approx 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$; $v_0 = 20 \text{ cm/sec}$; $k = 1,8 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$, $\eta = 10^{-7} \cdot \text{cm}^{-1}$, d. h. $(v_0 \cdot \eta + k) = 2 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$. Mit den angenommenen Werten wird im stationären Fall der küstenparallele Transport fünfmal so groß wie der Transport quer zur Küste. Der Ablenkungswinkel vom Wind beträgt nach (31) etwa 79°.

In Abb. 5 kommt der hierdurch gegebene zeitliche Verlauf zur Darstellung. Die Periode der gedämpften Schwingung beträgt $T = \frac{2\pi}{f}$, ist also mit der Trägheitsperiode identisch. Im Gegensatz zur EKMANSCHEN Theorie, die nur auf einen periodischen Transport mit der Trägheitsperiode schließen läßt, wie man aus (26) und (27) erkennt, streben $T_{x_1}(t)$ und $T_{y_1}(t)$ aperiodisch den durch (28) und (29) gegebenen Grenzwerten zu.

Für die gewonnenen Beobachtungsergebnisse wurde nach dem Verfahren von J. W. TUKEY (1949) das Energiespektrum berechnet. Einzelheiten kommen in der schon mehrfach erwähnten Veröffentlichung der Verfassers zur Darstellung. Abb. 6 zeigt die Energiespektren für den kurzperiodischen Bereich von 4–60 Stunden. Als markante Perioden — die bisher einer Deutung zugänglich sind — treten die 19^h-Periode und die 24^h-Periode auf. Während die 19^h-Periode als Trägheitsperiode interpretiert werden kann (sie beträgt für Neapel exakt 18,6^h), ist zur Deutung der im Spektrum auftretenden Perioden auf Grund der vorhergehenden theoretischen Überlegungen noch folgendes zu sagen: Wirkt ein zeitlich variables Windfeld von der Form der Einheitssprungfunktion, so beginnt die Wassermasse mit der Frequenz, die der Trägheitsschwingung entspricht, zu schwingen. Dies äußert sich im Spektrum (Abb. 6a—b) als relativ große Amplitude für die Trägheitsschwingung. Da der Wind eine 24^h-Periode aufweist (Abb. 6c—d), wird auch im Strom eine 24^h-Periode erzwungen. Diesen Sachverhalt erkennt man besonders deutlich aus Abb. 3a. Nach 12-stündiger Dauer bricht der Wind und damit auch der Strom in 26 m Tiefe ab. Überträgt man diese Verhältnisse auf den theoretisch ermittelten Kurvenverlauf der Abb. 5, so bedeutet das ein Abbrechen der gedämpften Schwingung. Da der Windverlauf periodisch ist, kommt auf diese Weise ein schubförmiger Transport mit einer 24^h-Periode, der mit der Frequenz $\frac{f}{2\pi}$ schwingenden Wassermassen, in einer Richtung zustande. Der in den Beobachtungen (Abb. 3b) und in den Energiespektren (Abb. 6c—d) dargestellte periodisch verlaufende Wind aus einer Richtung ließe sich analytisch als $\tau(u) = \tau_0 \cdot \sin^2 vt$ in der Lösung (16) bzw. in den Ausdrücken für den Massentransport (24) und (25) berücksichtigen. Dies führt zu Integralen, die nicht mehr elementar lösbar sind, jedoch numerisch berechnet werden können.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß Beobachtung und Theorie übereinstimmend auf eine starke Windabhängigkeit der Strömungen im Golf von Neapel schließen lassen. Besonders bei großen Windstärken beherrscht der Windeinfluß das gesamte Stromgeschehen. Bei geringen Windstärken und umlaufenden Winden dominiert eine schwache, im Sommer küstenparallel nach Süden gerichtete Strömung.

Literaturverzeichnis

- BLACKMAN, R. B. und TUKEY, J. W. (1958): The measurement of power spectra. New York. — DÜNG, W. (1964): Strömungsverhältnisse im Golf von Neapel. Dissertation, Kiel. — EKMAN, V. W. (1905): On the influence of the earth's rotation on ocean-currents. Ark. f. Math., Astron. och Fysik, 2, 11. — ERTEL, H. (1940): Elemente der Operatorenrechnung mit geophysikalischen Anwendungen, Berlin, S. 121. — KRAUSS, W. (1955): Zum System der Meeresströmungen in den höheren Breiten. Dtsch. Hydrogr. Z. 8, 102—111. — LISITZIN, E. (1955): Contribution à la connaissance des courants dans la mer Ligure et Tyrrhénien. Bull. de l'Inst. Oceanogr. Nr. 1040. — ROMANOVSKY, V. (1954): Les courants marins de surface dans le bassin occidental de la Méditerranée. Proc. Verb., Nr. 6 General Assembly at Rome, 1954, Ass. Oc. Phys., Bergen. — TUKEY, J. W. (1949): The sampling theory of power spectrum estimates. Symposium on application of autokorrelation analysis to physical problems. Woods Hole, Mass., June 13—14, 1949 Office of Naval Research, Wash. D. C.