

Om Strømningsforholdene

i

almindelige Ledninger og i Havet

af

A. Colding.

Med tre Tavler.

Vidensk. Selsk. Skr. 5 Række, naturvidenskabelig og matematisk Afd. 9 B. III.

Kjøbenhavn.

Bianco Lunos Bogtrykkeri ved F. S. Muhle.

1870.

I. Om Lovene for Vandets Bevægelse i Strømme, som begrændses af faste Ledninger.

Foranlediget af hele vor mangelfulde Kundskab om flydende Legemers Bevægelse og drevet af Ønsket om at blive i Stand til paa en tilfredsstillende Maade at kunne løse forskjellige Opgaver, som Tiden krævede og min Embedsstilling førte med sig, har jeg alt i en lang Række af Aar været sysselsat med Undersøgelser over flydende Legemers Bevægelse, og Resultaterne af nogle af disse Undersøgelser har jeg meddeelt i tvende Afhandlinger, som findes optagne i Videnskabernes Selskabs Skrifters 5te Række, 4de og 6te Bind, den første i Aaret 1855 og den senere i Aaret 1861, hvilke Afhandlinger omfatte Lovene for Vandets Bevægelse i cylindriske og prismatiske Ledninger.

I den første Afhandling har jeg givet en Fremstilling af Resultaterne af forskjellige interessante Undersøgelser som Kjøbenhavns Commune lod udføre i Aaret 1852 for at komme til Kundskab om glasserede Rørs Vandføringsevne, hvorom der dengang herskede en ikke ringe Meningsforskjel blandt forskjellige engelske Ingenieurer, hvoraf Nogle antog, at den bekjendte af Eytelwein fremstillede Theori af Strømbevægelsen maatte være urigtig, da Vandføringsevnen af Rørcloaker, ifølge deres Erfaring, var langt større end man efter Eytelweins Theori skulde antage, og disse Ingenieurer paastode derfor, at man ved Cloak-anlæg med Sikkerhed kunde anvende glasserede Rørcloaker i en meget videre Udstrækning end det vilde være tilladeligt efter den Eytelweinske Theori.

Med Fuldførelsen af de af Kjøbenhavns Commune foranstaltede Undersøgelser over glasserede Rørs Vandføringsevne maatte imidlertid den reiste Tvivl om Paalideligheden af den Eytelweinske Theori forsvinde, fordi det ved disse Undersøgelser blev bestemt paaviist, at uagtet Eytelweins Theori kun kan betragtes som tilnærmelsesviis rigtig, saa er den dog baade saa vel begrundet og i saa nøie Overensstemmelse med Forsøgsresultaterne, navnlig naar Spørgsmaalet dreier sig om almindelige Ledningers Vandføringsevne, at man kan være fuldkommen sikker paa, at den Feil, som man begaaer ved at følge Theorien, næsten altid vil være forsvindende lille.

I den senere Afhandling, fra 1861, har jeg ved Behandlingen af de frie Vandspeilsformer, som kunne fremtræde, naar Strømme med constant Vandføring gennemstrømme cylindriske eller prismatiske Ledninger, fremdeles fulgt den Eytelweinske Betragtning af Strømforholdene; den Overeensstemmelse, søm derved blev funden mellem de naturlige Vandspeilsformer, som fremtræde i almindelige cylindriske eller prismatiske Ledninger, og de beregnede Vandspeilsformer, som jeg har fremstillet i min Afhandling, viser tydeligt, at uagtet Eytelweins Theori gaaer ud fra, at alle Dele af Strømmen bevæge sig med samme Hastighed, og Strømmen altsaa paa en Maade betragtes som et fast Legeme, der kun er underkastet en Modstand langs med Ledningens Overflade, saa stemme de erhholdte theoretiske Resultater dog i det Hele saaledes med de sande Naturforhold, at man næppe vil begaae nogen mærkelig Feil ved ogsaa paa dette Punkt at følge Eytelweins Theori.

Men uagtet det saaledes viser sig paa forskjellige Maader at vi, ved simpelthen at følge Eytelweins Theori og altsaa ganske at see bort fra den indre Bevægelse, som virkelig finder Sted i enhver Strøm, i Reglen under de sædvanlige Forhold tør gjøre Regning paa at komme de sande Naturforhold temmelig nær, saa kan det dog aldeles ikke betvivles, at der gives Strømforhold, hvor Eytelweins Theori ikke kan benyttes, fordi den vilde føre til fuldkommen urigtige Resultater, og at saadanne Tilfælde navnlig ville indtræde, hvor Strømforholdene have deres væsentlige Grund i, at ikke alle Strømmens Elementer bevæge sig med samme Hastighed. Saalænge vi holde os indenfor den sædvanlige Kreds af Strømforhold, have vi altsaa Erfaring for, at de Formler, som grunde sig paa den Eytelweinske Betragtning ere paalidelige; men gaae vi derimod over til at betragte andre Strømme og Strømforhold, kan Sagen blive en heel anden.

Men naar dette er klart, og naar det saa derhos betænkes, at det hidindtil ikke har været muligt med Held at anvende den Eytelweinske Theori paa andre Strømme end netop paa dem, som foregaae i cylindriske og prismatiske Ledninger, medens alle andre Strømforhold næsten have været ligesom lukkede for al videnskabelig Behandling, saa ligger det nær at antage, at Grunden til denne høist ufuldkomne Kundskab til Strømforholdene i Almindelighed nærmest maa søges deri, at Eytelweins Theori er saa mangelfuld, at den kun er skikket til at give os et Overblik over Strømforholdene i visse Tilfælde, men derimod er ude af Stand til at give os et Udtryk for hvad der virkelig foregaaer i Strømmenes Indre.

At dette virkelig er en af Grundene til vor høist tarvelige Kundskab til Strømforholdene, har længe været mig klart, og netop derfor har det i en meget lang Tid, — siden Aaret 1853, da jeg var sysselsat med at bearbejde Resultaterne af de af mig i Communens Tjeneste udførte Forsøg over Vandets Bevægelse i glasserede Rør, — været min Bestræbelse at fremstille en paa de virkelige Naturforhold bedre begrundet Theori af Strømforholdene end den, som Eytelwein har givet. Det er Resultatet af denne Undersøgelse over Strømfor-

holdene, som jeg her skal have den Ære at fremstille, og det vil bedst fremgaae deraf, hvorvidt mine Bestræbelser ere lykkedes.

En omhyggelig Undersøgelse af de i en Strøm stedfindende Forhold havde nemlig overbeviist mig om, at det er fuldkommen urigtigt at betragte alle Elementer af en Strøm som løbende med Strømmens Middelhastighed, da Forholdet snarere maa siges at være det, at hvert Strømelement bevæger sig med sin særegne Hastighed, der er afhængig af Elementets Plads i hele den betragtede Strøm. Men ligesom jeg dengang hovedsagelig beskjeftigede mig med Strømme i cylindriske og prismatiske Ledninger, hvori Strømhastigheden var constant i hele Ledningens Længde, da Strømmen overalt havde samme Tværnsnitsareal, saaledes gik mine første Bestræbelser ogsaa kun ud paa at bestemme den Lov, hvorefter Strømhastigheden varierer fra Element til Element i en saadan Strøm, og for yderligere at simplificere den stillede Opgave betragtede jeg først en Vandstrøm, som bevægede sig paa en plan Flade saaledes, at Strømmen overalt havde den samme Dybde, at Strømmens Brede var meget stor i Forhold til dens Dybde, og at dens Vandspeil netop havde samme Fald, som den plane Bundflade, hvorpaa Bevægelsen fandt Sted.

Under disse Forhold maatte nemlig Strømmen bevæge sig med constant Hastighed ned ad den betragtede plane Bundflade, og dette ikke blot saaledes, at Middelhastigheden, som den Eytelweinske Theori alene tager Hensyn til, er constant, men ogsaa saaledes, at Strømhastigheden for hvert enkelt Strømelement er constant under hele Bevægelsen. Hvad angaaer Strømhastighedens Variation med Strømdybden, da viser Erfaring, at Hastigheden varierer continuerligt med Dybden saaledes, at den er mindst ved Ledningens Bundflade og voxer derfra op imod Vandspeilet. Betegne vi Vandspeilets Fald paa en Længde $= l$ af Ledningen ved h , samt Tyngdekraften ved g , saa er det klart, at ethvert Strømelement er paavirket af en constant accelererende eller drivende Kraft $= g \cdot \frac{h}{l}$, og da ethvert Strømelement desuagtet bevæger sig med en constant Hastighed, saa er det tilmed aabenbart, at hvert enkelt Strømelement maa lide en Modstand i sin Bane, som nøiagtig er ligestor med Accelerationen $\left(g \cdot \frac{h}{l}\right)$. Anledningen til denne Modstand er let at see, naar det betænkes, at hvis Ledningens faste Overflade ikke frembød nogen Modstand imod Vandets Bevægelse, saa vilde hele Strømmen bevæge sig med et frit Fald og som en Følge deraf med en jevnt voxende Hastighed formedelst Accelerationen $g \cdot \frac{h}{l}$; men da vi see, at alle Strømelementer vedligeholde en constant Hastighed i deres Baner, saa kunne vi deraf med fuldkommen Sikkerhed drage den Slutning, at Summen af alle Ledningsmodstande maa være ligestor med den drivende Kraft. Men vi kunne fremdeles indsee, at ligesom den hele Vandmasse i det betragtede Tilfælde maa gjenstrømme Ledningen med en saadan Hastighed, at

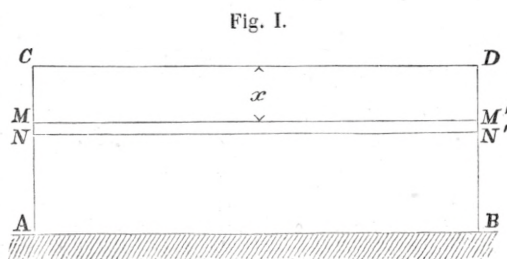
den derved fremkaldte Friction eller Ledningsmodstand netop bliver tilstrækkelig til at holde Ligevægt med den drivende Kraft, som paavirker hele den flydende Masse, saaledes maa ogsaa hvert enkelt Strømelement glide forbi Naboelementerne med en saadan Hastighed, at den derved fremkaldte Reaction bliver ligestor med Accelerationen for samme Element; det er altsaa den gjensidige Forskydning af Vanddelene i Strømmen, som er Grunden til at den Reaction opstaaer, som forhindrer hvert enkelt Strømelement fra at følge Loven for det frie Fald, og som tvinger det til at bevæge sig med en constant Hastighed. Men heraf fremgaaer aabenbart, at naar et Fluidum gennemløber en Ledning med constant Hastighed, saa glide de Elementer af Strømmen, som gennemløbe Ledningen med størst Hastighed, paa en Overflade af Strømelementer, der alle have en uendelig lidt mindre Hastighed, forudsat at Fluidet er fuldkommen flydende; denne Elementoverflade glider igjen hen over en anden Elementoverflade, som atter har en uendelig lidt mindre Hastighed, og saaledes fremdeles videre lige ud til Ledningens faste Overflade, hvor Strømhastigheden som sagt er mindst. Ved denne Gliden forbi hinanden af Vanddelene fremkaldes som sagt en Reaction, som for hvert enkelt Strømelement maa være ligestor med Accelerationen $(g \cdot \frac{h}{l})$; thi uden at dette fandt Sted kunde Strømhastigheden umuligt vedblive at være constant.

Naar vi skjelne mellem flydende Legemer og faste Legemer, saa betegne vi i Almindelighed de Legemer som fuldkommen flydende, hvis Deles Omflytning imellem hverandre kan tilveiebringes ved enhver Kraft, den være nok saa ringe σ : ved en uendelig liden Kraft; hvorimod vi ved faste Legemer, derunder indbefattet bløde eller halvflydende Legemer, forstaae saadanne, hvor Delenes Stedforandring fordrer en Kraft af en endelig Størrelse *). Jo længere et halvflydende Legeme staaer fra de fuldkommen flydende Legemer, desto større er den Kraft, hvormed det modsætter sig Delenes indbyrdes Forskydning, og desto større er følgelig den Arbeidsmængde, som udfordres til at forskyde Delene imellem hinanden, og omvendt, jo mere det halvflydende Legeme nærmer sig til at være fuldkommen flydende, desto mindre er den Arbeidsmængde, som medgaaer til Delenes indbyrdes Forskydning. Er Legemet fuldkommen flydende, saa glide de enkelte Strømelementer, der ligge hinanden uendelig nær, forbi hinanden med en Hastighed, der er uendelig lille, og Tabet af levende Kraft i selve Fluidet, der er proportionalt med Quadraten af Hastigheden, bliver derved for hvert enkelt Strømelement uendelig lille i Sammenligning med den drivende Kraft, og Tabet i Arbeidsmængde, som finder Sted i et fuldkommen flydende Legeme paa Grund af Delenes indre Forskydninger, kan derfor betragtes som forsvindende lille. Den hele Arbeidsmængde, som medgaaer for at vedligeholde den constante Strøm-

*) H. C. Ørsteds Naturlære § 38.

hastighed, hvormed et fuldkommen flydende Legeme (t. Ex. Vand) bevæger sig paa den betragtede Lednings Overflade, forplanter sig altsaa heelt og holdent fra Element til Element ud til Ledningens Overflade, hvor den tjener til Overvindelse af Ledningsmodstanden; den Kjendsgjerning, at Eytelweins Formel i alt Væsentligt viser sig stemmende med Naturen, naar Talen er om Vandføringen af almindelige Ledninger og navnlig om cylindriske Ledningers Vandføring, bekræfter aabenbart Rigtigheden heraf. Formedelst Vanddelenes Reaction forplanter den drivende Kraft sig altsaa igjennem et fuldstændigt flydende Legeme fra Element til Element af Strømmen ud til Ledningens Overflade, og naar Strømhastigheden langs hele denne Overflade er den samme, saa er det klart, at Strømmen vil paavirke Ledningen paa samme Maade, som naar Fluidet var ubevægeligt i det Indre. I dette specielle Tilfælde er det da let at forstaae, at Eytelweins Formel kan vise sig correct, og i Tidens Løb kan have vundet en større Tillid end den virkelig fortjener, idet en uforandret Bundhastighed netop er et Tilfælde, som hyppigt forekommer, eftersom det indtræder ved alle Strømme, som bevæge sig i Rør med cirkelformigt Tværsnit, naar Ledningen er heelt eller halvt fyldt, og ligeledes finder Sted, naar en Strøm flyder i en aaben Canal, hvis Bundplan er parallel med det frie Vandspeil. Ved at betragte Strømme, som bevæge sig med en forskjellig Hastighed i de forskjellige Punkter, der følge langs med Ledningens Overflade, er det paa den anden Side let at see, at Eytelweins Formel, der forudsætter at Hastigheden ved Overfladen af Ledningen er den samme overalt, kun vil være istand til at fremstille Lovene for Vandets Løb med en vis Grad af Tilnærmelse. Hvad Ledningsmodstanden angaaer, da forudsætter den Eytelweinske Theori som bekjendt, at denne voxer med Qvadratet af Strømmens Middelhastighed, og denne Antagelse er i det Hele taget fundet saaledes bekræftet af Naturen, at der næppe kan være nogen Tvivl om, at den Reaction, som udgaaer fra Ledningens Overflade og som forplanter sig fra Elementoverflade til Elementoverflade gjennem den hele Strøm, lodret paa Ledningens Overflade, i alt Væsentligt er proportional med Qvadratet af den Hastighed, hvormed de forskjellige Strømelementer glide forbi hinanden. Det er derfor denne Forudsætning, som ligger til Grund for de Undersøgelser over Strømforholdene, som jeg i det Følgende skal meddele, og jeg skal strax bemærke, at da Consequentserne af denne Hypothese paa en mærkelig Maade vise sig overensstemmende med hvad Erfaring paa det Tydeligste har lært, saa holder jeg mig overbevist om, at den nævnte Forudsætning virkelig grunder sig paa en Naturlov.

Efter disse foreløbige Bemærkninger ville vi nu gaae over til at betragte en Vandstrøm, hvis Tværsnit er fremstillet i den hystaaende Fig. I som et Rectangel $ABCD$, hvori CD betegner det frie Vandspeil, som flyder parallelt med den Bundplan AB , hvorpaa Strømmen antages at bevæge sig paa Grund af et Fald af be-



meldte Plan og af det dermed parallelt løbende Vandspeil. Lad nu MM' betegne en Flade eller et uendeligt tyndt Lag af Strømelementer, som ligger i Dybden x under Vandspeilet og som bevæger sig fremad formedelst Faldet med constant Hastighed v , og lad NN' betegne en consecutiv Elementoverflade, der ligger i Dybden $(x + dx)$ og bevæger sig frem med Hastigheden v' , saa have, idet Strømhastigheden v er en continuerlig Function $f(x)$,

$$v = f(x) \quad \text{og} \quad v' = f(x + dx) = v + \frac{dv}{dx} dx + \dots$$

Den relative Hastighed, hvormed Elementoverfladen MM' glider hen over den underliggende Elementoverflade NN' , lader sig da tilnærmelsesviis fremstille ved:

$$\left(\frac{v - v'}{dx}\right) = -\frac{dv}{dx},$$

naar Hastigheden tages i Forhold til Afstanden mellem de to Elementoverflader, og Reactionen, som hindrer hele den overliggende Vandmasse $CMM'D$ fra at følge Lovene for det frie Fald, antager jeg som sagt at være proportional med Qvadratet af denne relative Hastighed. Bemærk vi nu derhos, at Reactionen mellem de to betragtede Elementoverflader tillige maa voxe proportionalt med Fluidets Tæthed ρ , samt betegne vi Frictionscoefficienten ved μ , saa er det klart, at den omhandlede Reaction, som Elementfladen NN' udøver imod Elementfladen MM' under dennes Bevægelse, for en Bredde = 1 af den betragtede Strøm, kan fremstilles ved:

$$\mu \cdot \rho \cdot \left(\frac{dv}{dx}\right)^2.$$

Men betragt vi dernæst den overliggende Vandmasse $CMM'D$, som ved denne Reaction forhindres fra at følge Lovene for det frie Fald, saa see vi let, at den bevægende Kraft af hele denne Vandmasse kan fremstilles ved:

$$g \cdot \frac{h}{l} \cdot \rho \cdot x;$$

og da Strømmen desuagtet bevæger sig med constant Hastighed, saa følger deraf ligefrem:

$$g \frac{h}{l} \rho x = \mu \cdot \rho \cdot \left(\frac{dv}{dx}\right)^2.$$

Af denne Betingelsesligning fremgaaer:

$$\left(\frac{dv}{dx}\right)^2 = \frac{gh}{\mu l} \cdot x \quad \text{og} \quad \frac{dv}{dx} = -\sqrt{\frac{gh}{\mu l}} \cdot x^{\frac{1}{2}}, \dots \dots \dots (1)$$

idet Strømhastigheden aftager nedad imod Ledningens Bundflade, og ved Integration af den

sidste Ligning finde vi, at Strømhastigheden v svarende til Dybden x under Vandspeilet kan fremstilles ved:

$$v = V - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{gh}{\mu l}} \cdot x^{\frac{3}{2}}, \dots \dots \dots (2)$$

idet V betegner Strømhastigheden svarende til $x=0$, altsaa Vandspeilshastigheden.

Af Ligningen (2) følger:

$$(V - v)^2 = \frac{4}{9} \frac{gh}{\mu l} \cdot x^3,$$

der viser, at $(V-v)$ og x forholde sig som de retvinklede Coordinater til Evoluten for en Parabel af 2den Grad, hvis Parameter er $p = \frac{4}{3} \cdot \frac{\mu l}{gh}$ og hvis Ligning ved retvinklede Coordinater, α og β , er $\beta^2 = p \cdot \alpha$.

Efter at jeg alt i Aaret 1853 var kommen til dette Resultat, turde jeg imidlertid i lang Tid ikke ret fæste Lid til Rigtigheden af den saaledes fremstillede Lov for Hastighedens Variation med Dybden, fordi jeg savnede de nødvendige Kjendsgjerninger, som kunde overbevise mig om, at jeg virkelig var paa det rigtige Spor; thi jeg havde ikke erfaret, at der forelaae Resultater af Forsøg, som kunde afgjøre Sagen, og selv havde jeg heller ingen Leilighed til at anstille saadanne. Vel var det mig bekjendt, at der i *Allgemeine Wasserbaukunst af Wiebeking og Kröncke, Darmstadt 1798*, findes optaget Resultaterne af en Mængde Strømmaalninger, som ere udførte i Slutningen af det forrige Aarhundrede i Floderne Rhinen, Waal m. fl., af daværende General-Inspecteur i Holland C. Brunings, og vel havde jeg overbeviist mig om, at disse Undersøgelser vise hen paa en Lov, som i ethvert Fald kommer nær til den, jeg har fremstillet ved Formlen (2); men da disse Maalninger af let forstaaelige Grunde ere blevne foretagne med mindre nøiagtige Instrumenter, og da de heller ikke ere saa fuldstændige eller saa udtømmende beskrevne som ønskeligt vilde være, saa kunde jeg ikke ansee dem for tilstrækkelige eller skikkede til derpaa at bygge noget afgjørende Beviis for Rigtigheden af min Theori, skjøndt allerede disse Forsøg ganske vist bibragte mig den Overbeviisning, at mine Betragtninger sandsynligviis vare rigtige.

Først i Slutningen af Aaret 1856 kom jeg i Besiddelse af et af Capitain Boileau i Paris i Aaret 1854 udgivet Værk, *Traité de la mesure des eaux courantes*, hvori Forfatteren blandt Andet har meddelt Resultaterne af 2de Rækker af Maalninger, som vare blevne udførte i Metz i Aaret 1845 ved en Canal af Træ, der havde en Længde af 46 Metre og en Brede af 0,680 Meter, hvilken Canal havde et jævnt Fald 1:1000. Under den første Række af Forsøg, som Forfatteren tillægger størst Paalidelighed, havde den regelmæssige Strøm, som passerede Canalen, en Vanddybde af 0,348 Meter, hvorimod Strømdybden i den anden Række af Forsøg kun beløb sig til 0,206 Meter.

Strømmaalningerne, som bleve udførte i disse to Strømme for at bestemme Vandets Hastighed i forskjellige Dybder under Vandspeilet, bleve alle foretagne i Midten af Canalen, og Resultaterne af disse Undersøgelser kunne, ifølge det nævnte Værk pag. 306 & 307, fremstilles saaledes:

Iste Række af Strømmaalninger.			2den Række af Strømmaalninger.		
Observationens Nummer.	Dybden under Vandspeilet (x) udtrykt i Meter.	Strømhastighed i Dybden x (v) udtrykt i Meter.	Observationens Nummer.	Dybden under Vandspeilet (x) udtrykt i Meter.	Strømhastighed i Dybden x (v) udtrykt i Meter.
1	0,000	0,823	1	0,000	0,592
2	0,052	0,870	2	0,014	0,600
3	0,062	0,871	3	0,024	0,604
4	0,072	0,870	4	0,034	0,611
5	0,082	0,868	5	0,044	0,615
6	0,092	0,865	6	0,054	0,615
7	0,102	0,862	7	0,064	0,611
8	0,142	0,859	8	0,070	0,606
9	0,172	0,805	9	0,080	0,600
10	0,192	0,781	10	0,100	0,583
11	0,242	0,719	11	0,150	0,526
12	0,272	0,681	12	0,170	0,508
13	0,292	0,651	13	0,190	0,475
14	0,312	0,621			
15	0,332	0,592			

Den Lov som ligger skjult i disse Tal har Boileau troet at kunne fremstille ved en Ligning af 2den Grad, og navnlig ved Ligningen for en Parabel med Størrelserne x og v som retvinklede Coordinater. Ved at bestemme Constanterne i denne Ligning ved Hjælp af ovenanførte Forsøg, finder Boileau for de to Forsøgsrækker Nr. I og Nr. II, følgende:

$$\text{I.} \dots\dots\dots v = 0,878 - 2,615 \cdot x^2$$

$$\text{II.} \dots\dots\dots v = 0,627 - 4,283 \cdot x^2;$$

men ved derhos at construere tvende Curver med v som Abscisse og x som Ordinat, svarende til den første Forsøgsrække, har Forfatteren selv paaviist, at Afvigelserne mellem de beregnede og de observerede Curver ere af saadan Beskaffenhed, at der alene kan være Tale om en Tilnærmelse til det virkelige Forhold.

Forfatteren gjør opmærksom paa, at Strømmen ved den første Række af Forsøg har størst Hastighed i en Dybde af 0,065^m under Vandspeilet, altsaa omtrent i $\frac{1}{5}$ af

Strømmens hele Dybde, medens den ved den anden Række af Forsøg har størst Hastighed i en Dybde under Vandspeilet af $0,050^m$, altsaa omtrent i $\frac{1}{4}$ af Strømmens hele Dybde. Men Capitain Boileau fremhæver forøvrigt, at Hovedresultaterne af hans Undersøgelser kunne angives saaledes:

1. Naar en Vandstrøm gjennemløber en rectangulær Canal, som har et eensformigt Fald, saa ere de Elementer af Strømmen, som have Maximum af Hastighed, ikke beliggende i Vandspeilet, men i en større eller mindre Dybde derunder.

2. Under det Punkt i Strømmen, hvor Hastigheden er størst, varierer denne næsten proportionalt med Differentsten mellem Qvadraterne af Afstanden fra Vandspeilet, og

3. At fra det Punkt, hvor Hastigheden er et Maximum, og op til Vandspeilet varierer Hastigheden ikke efter den samme Lov, som nedad imod Bunden, hvad enten nu dette har sin Grund i en ny Aarsag eller i den samme Aarsag, som fremkalder Variationen i Hastighed nedad; Forfatteren udtaler den Mening derved, at denne Aarsag ikke kan hidrøre fra Luftens Modstand, fordi Luften er for let bevægelig til at det kan antages, at den kan udøve en saa stor Retardation, som den den hurtige Aftagelse af Hastigheden op imod Overfladen tyder hen paa.

Idet det staaer mig ganske klart, — naar jeg betragter den af Capitain Boileau i hans Værk, Pl. VII, angivne Figur, der giver en graphisk Fremstilling af Forsøgenes Resultater tilligemed det Resultat, som skulde have viist sig ifald den af ham angivne Lov var rigtig, — at Loven for Hastighedens Variation med Dybden under Vandspeilet er grundforskjellig fra den af Boileau angivne, skal jeg her forsøge at begrunde denne Mening yderligere ved i en Tabel at sammenstille de observerede Værdier med de beregnede. Af Boileau's tvende Ligninger følger nemlig:

$$x = 0,618\sqrt{0,878 - v} \text{ svarende til den første Række og}$$

$$x = 0,483\sqrt{0,627 - v} \quad \text{—} \quad \text{—} \quad \text{anden} \quad \text{—},$$

og naar vi herefter beregne Værdierne af x , svarende til de ved Forsøgene fundne Hastigheder, og indføre disse i en Tabel ved Siden af de observerede med Tilføielse af de tilsvarende Differentser, fremkommer følgende Oversigtstabel:

Forsøgsrækken Nr. I.				Forsøgsrækken Nr. II.			
Observations Nnummer.	Dybden α udtrykt i Meter.			Observations Nummer.	Dybden α udtrykt i Meter.		
	observeret.	beregnet.	Differents.		observeret.	beregnet.	Differents.
1	0,000	0,146	+ 0,146	1	0,000	0,091	+ 0,091
2	0,052	0,056	+ 0,004	2	0,014	0,079	+ 0,065
3	0,062	0,051	- 0,011	3	0,024	0,072	+ 0,048
4	0,072	0,056	- 0,016	4	0,054	0,062	+ 0,028
5	0,082	0,062	- 0,020	5	0,044	0,053	+ 0,009
6	0,092	0,071	- 0,021	6	0,054	0,053	- 0,001
7	0,102	0,091	- 0,011	7	0,064	0,062	- 0,002
8	0,142	0,122	- 0,020	8	0,070	0,070	0,000
9	0,172	0,155	- 0,017	9	0,080	0,079	- 0,001
10	0,192	0,192	0,000	10	0,100	0,101	+ 0,001
11	0,242	0,248	+ 0,006	11	0,150	0,153	+ 0,003
12	0,272	0,275	+ 0,003	12	0,170	0,165	- 0,005
13	0,292	0,298	+ 0,006	13	0,190	0,187	- 0,003
14	0,312	0,314	+ 0,002				
15	0,352	0,352	0,000				

Af denne Tabel viser det sig ganske klart, at den af Boileau angivne Lov umuligt kan være rigtig; thi Afvigelserne mellem de observerede Værdier af α og de efter Boileau's Lov beregnede, ere dels saa store, at der slet ikke kan være Tale om, at de kunne være Observationsfeil, og dels følge Differentserne aabenbart en bestemt Lov, som viser, at de have deres Grund i den Omstændighed, at den tænkte Lov er urigtig.

Den af Capitain Boileau angivne Lov for Strømhastighedens Variation med Strømdybden holder altsaa ikke Stand, men derfor maa det ligefuldt erkjendes, at de to Rækker af Forsøg, som han har udført, indeholde et værdifuldt Bidrag til Bestemmelsen af den sande Lov for Hastighedens Variation med Dybden under Vandspeilet. Saasart jeg kom i Besiddelse af Boileaus Værk om Vandstrømme greb jeg naturligviis med Glæde disse Undersøgelser for af dem at erfare, hvorvidt den af mig fremstillede Lov (Formel (2)) og dermed den Theori, hvorpaa samme er bygget, hvilede paa en rigtig Betragtning af Naturen; man vil let forstaa, at det blev mig en stor Tilfredsstillelse at see mine Tanker fuldstændigt bekræftede af Naturen.

Forinden jeg gaer over til at paavise denne Overeensstemmelse mellem Theorien og Erfaringen, maa det være mig tilladt at gjøre et Par almindelige Bemærkninger an-

gaaende den Udstrækning, hvori den fra Ledningens Overflade udgaaende Ledningsmodstand forplanter sig i en given Strøm.

Tænke vi os en Vandstrøm gjennemløbe en rectangulær Ledning, hvis Brede er saa stor, at Sidefladerne ingen mærkelig Indflydelse udøve paa den betragtede Deel af Strømmen og hvis frie Overflade eller Vandspeil flyder parallelt med Ledningens Bund; forestille vi os derhos Strømmens Dybde at være mindre end Afstanden fra Ledningens Bund til dens Dæksel, samt at hverken Luftmodstanden eller nogen anden Kraft end den egentlige Ledningsmodstand modsætter sig Vandets Bevægelse i Ledningen, saa er det klart, efter hvad jeg har udviklet, at Strømhastigheden maa være størst i Vandspeilet, og at den derfra maa aftage nedad mod Ledningens Bund, hvor den er mindst. Tænke vi os derefter, at Strømmen har en saa stor Dybde, at den fuldstændigt fylder hele Ledningens Tværnit lige til Dækslet, saa vil det fremdeles være klart, at ikke blot Bunden men ogsaa Dækslet maa udøve Indflydelse paa Strømmens Hastighed. Men da opstaaer det Spørgsmaal, om den Ledningsmodstand, som Dækslet foranlediger, forplanter sig ned til de Dele af Strømmen, som i Ledningens nedre Halvdeel bevæge sig under Indflydelse af Ledningsmodstanden fra Bunden, og om omvendt Ledningsmodstanden fra Bunden forplanter sig op til de Vanddele, som i Ledningens øvre Halvdeel bevæge sig under Indflydelse af den Modstand, som Dækslet udøver. For at afgjøre dette Spørgsmaal, behøve vi dog kun at erindre, at det er en velbekjendt Erfaring, at Vandføringen af en eensartet, rectangulær Ledning er dobbelt saa stor, naar Ledningen er heelt fyldt, som naar den er halvt fyldt — naar alle Forhold forøvrigt ere lige —; thi deraf følger ligefrem, at den Modstand, som Dækslet foranlediger, ikke forplanter sig videre end netop til Midten af Strømmen paa samme Maade som Modstanden fra Bunden, og at intet Strømelement paa eengang er paavirket af Ledningsmodstanden fra diametralt modsatte Sider. I en eensartet rectangulær Ledning, der gjennemløbes af en Strøm, som fylder hele Ledningens Tværprofil, glide altsaa de Elementer, som ligge Dækslet nærmest, paa dettes Overflade, og de Elementer, som ligge Bunden nærmest, paa Bundfladen; Overgangen mellem det System af Strømelementer, som paavirkes af Dækslet, og det, som paavirkes af Bunden, findes selvfølgelig i Midten af Strømmen, hvor Hastigheden altsaa maa være et Maximum og tilmed ligestor for begge Systemer. Tænkes Ledningens Dækflade at udøve en mindre Modstand imod Strømmens Løb end Bundfladen, saa er det indlysende, at Hastigheden ved Dækslet vil være større end Hastigheden ved Bunden, og Strømmens Maximumshastighed, der naturligviis er Maximumshastighed baade for de Dele, der glide paa Dækslet, og for dem, som glide paa Bunden, vil følgelig ligge nærmere ved Dækslet end ved Bunden af Ledningen. Et saadant Tilfælde foreligger netop ved de Forsøg, som Boileau har udført, og paa en lignende Maade maae Strømforholdene stille sig i alle andre Tilfælde, hvor Vandspeilet ikke er fuldkommen frit og upaavirket af enhver Reaction ved Overfladen, Luftmodstanden derunder indbefattet.

Herefter vil man let see, at der i enhver Strøm, som bevæger sig i en begrændset Ledning, i Reglen gives en Samling af Strømelementer eller en vis Elementoverflade, som bevæger sig med Maximum af Hastighed, og at denne første Flade bevæger sig paa en anden Elementoverflade, hvis Hastighed er uendelig lidt mindre. Denne Overflade (Nr. 2) glider igjen paa en Elementoverflade (Nr. 3), hvis Hastighed er uendelig lidt mindre end Hastigheden af Nr. 2, og Overfladen Nr. 3 glider atter paa en Overflade Nr. 4, dannet af Elementer, der have en uendelig lidt mindre Hastighed end Nr. 3 o. s. fr. fortsat lige ud til den ydre Elementoverflade, der bevæger sig langs Ledningens Overflade. Under denne Bevægelse i Strømmen, forplanter Modstanden, som udgaaer fra Ledningens Overflade, sig altsaa fra Elementoverflade til Elementoverflade ind i Strømmens Indre, lodret paa alle disse Elementoverflader, indtil de Strømelementer, som bevæge sig med Maximum af Hastighed; men heller ikke videre. Strømhastighedens Størrelse i de forskjellige Punkter af et vilkaarligt Strømprofil er afhængig af Ledningens Tværnsnitsform, og naar denne ved polære Coördinater, R og θ , kan fremstilles ved $R = f(\theta)$, saa maa en Elementoverflade i Strømmen, som bevæger sig med Hastigheden v , kunne fremstilles ved $r = F(\theta, v)$, idet r betegner den bevægelige Radius til den Curve, som svarer til Hastigheden v . Tænke vi os nu et System af Curver (de orthogonale Trajectorier) lagte lodret paa den hele Samling af Elementoverflader, som er bestemt ved $r = F(\theta, v)$, saa ville hver to paa hinanden følgende Curver begrænse de Dele af Strømmen, som glide paa den tilsvarende Deel af Ledningens Overflade.

Betragte vi derefter Resultaterne af Boileau's Forsøg, viser det sig strax, som alt bemærket, at ved begge Forsøgsrækker falder Maximum af Strømhastighed noget under Vandspeilet, og deraf maae vi altsaa drage den Slutning, at det frie Vandspeil har været paavirket af en Modstand, som enten maa have sin Grund i selve Vandspeilets eiendommelige Sammenhængskraft, i Luftmodstanden, eller i begge tilsammen.

Betegn vi Afstanden fra Vandspeilet til den Elementoverflade, som bevæger sig med Maximum af Hastighed, ved x_0 og selve Hastigheden i Dybden x_0 ved V , saa have vi i Henhold til det Foregaaende og specielt ifølge Formlen (2), naar x betegner Afstanden fra Vandspeilet til et hvilket som helst Strømelement, hvis Hastighed er v :

$$\left. \begin{aligned} \text{for } x < x_0, & \quad v = V - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{g}{\mu}} \frac{h}{l} (x_0 - x)^{\frac{3}{2}} \quad \text{og} \\ \text{for } x > x_0, & \quad v = V - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{g}{\mu}} \frac{h}{l} (x - x_0)^{\frac{3}{2}}. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3)$$

Opløse vi begge disse Ligninger med Hensyn paa x , da kan Resultatet under eet skrives saaledes:

$$x = x_0 \mp \sqrt{\frac{9}{4} \frac{\mu l}{g h}} (V - v)^{\frac{2}{3}}, \dots \dots \dots (4)$$

hvor i øverste eller nederste Fortegn svarer til $x \leq x_0$.

Bestemmes Værdierne af de to Constante:

$$x_0 \text{ og } \sqrt[3]{\frac{9 \mu l}{4 g h}}$$

ved Hjælp af de sammensvarende Værdier af x og v , som Boileau har fundet ved sine Forsøg, idet Regningen udføres efter den approximerede Mindste-Quadramethode, — meddeelt i Oversigt over Vidensk. Selsk. Forhandlinger i Aaret 1857 —, saa finde vi, at til de to Forsøgsrækker I og II svare følgende Værdier:

$$\text{I.} \quad V = 0,871, \quad x_0 = 0,070 \text{ og } \sqrt[3]{\frac{9 \mu l}{4 g h}} = 0,6156$$

$$\text{II.} \quad V = 0,616, \quad x_0 = 0,048 \text{ og } \sqrt[3]{\frac{9 \mu l}{4 g h}} = 0,5264.$$

Indsættes disse Værdier i Formlen (4), erholdes for de to Rækker:

$$\left. \begin{array}{l} \text{I.} \quad x = 0,070 \mp 0,6156 (0,871 - v)^{\frac{2}{3}} \\ \text{II.} \quad x = 0,048 \mp 0,5264 (0,616 - v)^{\frac{2}{3}} \end{array} \right\} \dots \dots \dots (5)$$

Ved Hjælp af disse Formler kunne vi nu let beregne de Værdier af x , som svare til de observerede Hastigheder i de forskelligt valgte Dybder under Vandspeilet. Sammenstilles de saaledes bestemte Dybder med de observerede Dybder tilligemed Differenten mellem de observerede og de beregnede Værdier af Dybden x , saa erholdes følgende

Oversigtstabel:

1ste Række Nummer	Dybden x udtrykt i Meter			2den Række Nummer	Dybden x udtrykt i Meter		
	observeret	beregnet	Differents.		observeret	beregnet	Differents
1	0,000	— 0,011	— 0,011	1	0,000	0,004	0,004
2	0,052	+ 0,064	+ 0,012	2	0,014	0,014	0,000
3	0,062	0,070	0,008	3	0,024	0,020	— 0,004
4	0,072	0,076	0,004	4	0,034	0,033	— 0,001
5	0,082	0,085	0,001	5	0,044	0,045	— 0,001
6	0,092	0,090	— 0,002	6	0,054	0,053	— 0,001
7	0,102	0,097	— 0,005	7	0,064	0,063	— 0,001
8	0,142	0,132	— 0,010	8	0,070	0,072	+ 0,002
9	0,172	0,171	— 0,001	9	0,080	0,081	0,001
10	0,192	0,194	+ 0,002	10	0,100	0,101	0,001
11	0,242	0,245	0,003	11	0,150	0,153	0,003
12	0,272	0,273	0,001	12	0,170	0,167	— 0,003
13	0,292	0,294	0,002	13	0,190	0,188	— 0,002
14	0,312	0,314	0,002				
15	0,332	0,332	0,000				

Ved at betragte denne Tabel vil det sees, at Overeensstemmelsen imellem de observerede og de beregnede Værdier af x er saa stor, at Forsøgene maae siges fuldstændigt at bekræfte Theoriens Rigtighed.

Betragte vi dernæst de fundne Værdier for de to Constante x_0 og $\sqrt[3]{\frac{9 \mu l}{4 g h}}$, som indgaae i Formlen (4), saa see vi at ikke blot den første er forskjellig i de to Rækker af Forsøg, men at tillige den sidste er væsentlig større ved første end ved anden Række. Da saavidt vides kun Strømdybderne vare forskjellige i de to Rækker af Forsøg, saa maa altsaa μ være afhængig af Vandstrømmens Dybde, som vi betegne ved H , og som ved første og anden Forsøgsrække respective havde Værdierne $H_1 = 0,348^m$ og $H_2 = 0,206^m$. Bestemmes Forholdet mellem de to Værdier af μ , som svare henholdsvis til første og anden Forsøgsrække og som vi betegne ved μ_1 og μ_2 , saa findes, $\sqrt[3]{\frac{9 \mu_1 l}{4 g h}} = 0,6156$ og $\sqrt[3]{\frac{9 \mu_2 l}{4 g h}} = 0,5264$, hvoraf følger $\frac{\mu_1}{\mu_2} = 1,600$; og da vi samtidigt have $\frac{H_1}{H_2} = 1,689$, saa ledes vi deraf til at antage, at Størrelsen μ er proportional med Strømdybden, og at vi derfor kunne sætte:

$$\mu = \mu_0 \cdot H, \dots \dots \dots (6)$$

hvor μ_0 betegner en Coefficient, som kun afhænger af Ledningens og Fluidets Beskaffenhed. I det Følgende skulle vi imidlertid see, at Formlen (6) ikke kan betragtes som correct, eftersom den staaer i Strid med nyere Forsøg, der vise hen paa, at hvis Vandspeilsfaldene nøiagtigt have været ligestore i begge Rækker af Forsøg, saa maa Ledningens eiendommelige Modstand have været noget mindre ved den anden Forsøgsrække end ved den første. Som en Følge af denne Unøiagtighed ville vi her ikke gaae ind paa nærmere Betragtning af Formlen (6), men alene betragte Formlen (2) noget nøiere, idet vi indtil videre antage μ som en ubekjendt Function af H . Multipliceres Strømhastigheden v med dx og integreres fra $x = 0$ til $x = H$, saa findes Strømmens Vandføring for Eenhed af Brede; betegnes denne Vandføring ved q samt Strømmens Middelkastighed ved w , saa er $q = w \cdot H = \int_0^H v dx$. Men indsættes Værdien for v ifølge Formlen (2), finde vi:

$$q = w \cdot H = \left[V - \frac{2}{5} \cdot \frac{2}{3} \sqrt{\frac{g h}{\mu l}} \cdot H^{\frac{3}{2}} \right] \cdot H, \text{ hvoraf følger:}$$

$$w = V - \frac{2}{5} \cdot \frac{2}{3} \sqrt{\frac{g h}{\mu l}} \cdot H^{\frac{3}{2}} \dots \dots \dots (7)$$

Betegnes Vandstrømmens Hastighed ved Ledningens Bund, for $x = H$, ved v_0 , saa havet ifølge (2):

$$v_0 = V - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{g}{\mu} \frac{h}{l}} \cdot H^{\frac{3}{2}} \dots \dots \dots (8)$$

og sammenligne vi Formlerne (7) og (8), saa finde vi, at w , V og v_0 , stedse tilfredsstillende følgende Ligning:

$$5w = 3V + 2v_0 \dots \dots \dots (9)$$

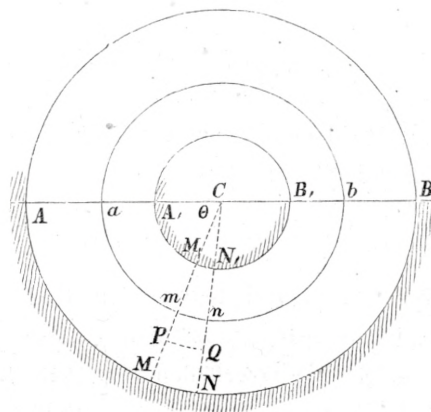
uafhængigt baade af Strømmens Dybde, Vandspeilets Fald samt Ledningens og Fluidets Beskaffenhed.

Da det saaledes ved Boileau's Forsøg var blevet mig klart, at Rigtigheden af den angivne Theori havde en stor Sandsynlighed for sig, søgte jeg at gaae et Skridt videre, nemlig til at anvende Theorien paa Strømme, som bevæge sig i cylindriske Ledninger, men indskrænkede mig for Simpelheds Skyld til cylindriske Ledninger med cirkelformigt Tværnsnit, hvori Strømmen overalt i ligestore Afstande fra Ledningens Overflade bevæger sig med samme Hastighed. Dette Forhold indtræder imidlertid ikke blot naar Ledningen er en hul Cylinder, som er heelt fyldt af det gennemstrømmende Fluidum; men det vil ligeledes og mere almindeligt indtræde, naar Ledningen er dannet af 2de concentriske Cylinderflader, som tillige kunne tænkes at have en forskjellig Modstandsevne efter de to Cylinderfladers særegne Natur.

Lad $AMNB$ og $A_1M_1N_1B_1$, Fig. II, fremstille et Tværnsnit paa de to Cylinderflader, som begrænde den betragtede ringformige, cylindriske Ledning, der imellem de to Cylinderflader $AMNB$ og $A_1M_1N_1B_1$ tænkes gennemstrømmet af et Fluidum, hvis Tæthed er ρ . Antage vi nu at $amnb$ betegner Tværnsnittet af den med begge Cylinderflader concentriske Elementoverflade, der bevæger sig med den største Hastighed og navnlig med Hastigheden V i alle Punkter, saa er det klart, at tvende paa hinanden følgende Normaler CM og CN , som begrænde en Deel MM_1N_1N af Strømmen, tillige angive Grændserne for de Dele af Fluidet, som fra mn bevæge sig paa Ledningens Overflade-Elementer MN og M_1N_1 uden at udøve nogensomhelst Indflydelse paa hinanden. Naar vi da ved θ betegne den Vinkel MCA , som Radius $CM = R$ danner med Horizontalen CA , samt ved $Cm = \alpha$ betegne Radius til den Elementoverflade i Strømmen, som har Maximum af Hastighed, saa kan Tværnsnitsarealet af det uendelig lille Element $MmnN$ fremstilles ved:

$$\frac{R^2 - \alpha^2}{2} \cdot d\theta,$$

Fig. II.



medens Bredden MN af det Overflade-Element, hvorpaa samme Strømelement bevæger sig, kan fremstilles ved: $R \cdot d\theta$. Den hele Modstandskraft, hvormed Elementet $R \cdot d\theta$ af Ledningens Overflade paavirker det betragtede Strømelement $MmnN$, og hvorved dette, skjøndt paavirket af Tyngdekraften, forhindres fra at bevæge sig med jevnt voxende Hastighed efter Lovene for det frie Fald, kan udtrykkes ved:

$$m \cdot \rho \cdot R d\theta \cdot v_0^2$$

idet v_0 betegner den Hastighed, hvormed Strømmen flyder langs ad Ledningens Overflade, medens m betegner en af Ledningens og Vædskenes Natur afhængig Modstandscoefficient.

Da Strømelementet $MmnN$ har en Masse

$$= \rho \cdot \frac{R^2 - \alpha^2}{2} \cdot d\theta,$$

saa er Modstandskraften svarende til en Masse-Eenhed af Strømmen:

$$\frac{m \rho \cdot R d\theta v_0^2}{\rho \cdot \frac{R^2 - \alpha^2}{2} d\theta} = m v_0^2 \cdot \frac{2 R}{R^2 - \alpha^2}; *)$$

idet man forudsætter, at Strømmen løber med constant Hastighed igjennem Ledningens hele Længde, kan den drivende Kraft formedelst Tyngden udtrykkes ved:

$$g \cdot \frac{h}{l},$$

og da denne Kraft maa være ligestor med Modstandskraften for samme Masse, maa man nødvendigviis have:

$$g \frac{h}{l} = m v_0^2 \cdot \frac{2 R}{R^2 - \alpha^2} \dots \dots \dots (10)$$

Betragtes videre den Deel, $PmnQ$, af Strømelementet $MmnN$, som glider paa den lille Overflade PQ , saa bliver det indlysende, at den bevægende Kraft for samme kan fremstilles ved:

$$g \frac{h}{l} \rho \cdot \frac{r^2 - \alpha^2}{2} d\theta,$$

hvor $CP = r$ betegner den Radius, som svarer til Elementoverfladen PQ , hvis Strømhastighed betegnes med v . Idet Strømelementet $PmnQ$ glider hen over de underliggende Vanddele paa Overfladen PQ , hvis Brede $= r \cdot d\theta$, lider det en Modstand, som i Henhold til det Foregaaende kan fremstilles ved:

$$\mu \cdot \rho \cdot r d\theta \cdot \left(\frac{dv}{dr}\right)^2,$$

*) Naar Eytelwein sætter Ledningsmodstanden proportional med Qvadratet paa Strømmens Middelhastighed (w), er saadant ikke ganske correct, da Vandstrømmen ikke passerer forbi Ledningens Overflade med denne Hastighed, men derimod med Hastigheden v_0 .

og da endvidere Strømhastigheden er constant i Retning af Ledningens Længde, saa er nødvendigviis:

$$\mu r \left(\frac{dv}{dr} \right)^2 = g \frac{h}{l} \frac{r^2 - \alpha^2}{2} \dots \dots \dots (11)$$

Af denne Formel følger, da Modstandscoefficienten μ for alle Punkter af det samme Fluidum maa være den samme, at:

$$\mu R \left[\frac{dv}{dr} \right]^2 = g \frac{h}{l} \cdot \frac{R^2 - \alpha^2}{2}, \dots \dots \dots (12)$$

idet vi ved $\left[\frac{dv}{dr} \right]$ betegne den specielle Værdi af $\left(\frac{dv}{dr} \right)$, som svarer til $r = R$; af Formlerne (10) og (12) følger dernæst:

$$m v_0^2 = \mu \cdot \left[\frac{dv}{dr} \right]^2 = g \frac{h}{l} \cdot \frac{R^2 - \alpha^2}{2R} \dots \dots \dots (13)$$

Betragte vi det Tilfælde, hvor Strømmen fylder en enkelt cylindrisk Ledning aldeles, saa er $\alpha = 0$. I dette Tilfælde kan Formlen (11) altsaa skrives saaledes:

$$\left(\frac{dv}{dr} \right)^2 = \frac{g}{\mu} \frac{h}{l} \cdot \frac{r}{2}, \text{ hvoraf:}$$

$$\frac{dv}{dr} = -\sqrt{\frac{1}{2} \frac{g}{\mu} \frac{h}{l}} \cdot r^{\frac{1}{2}},$$

idet v aftager, naar r voxer; af denne sidste Ligning findes ved Integration:

$$V - v = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{g}{\mu}} \cdot \sqrt{\frac{h}{l}} \cdot r^{\frac{3}{2}}, \dots \dots \dots (14)$$

naar vi betegne Strømmens største Hastighed svarende til $r = 0$ ved V .

Rigtigheden af denne Formel er heldigviis i den nyere Tid bleven fuldstændigt godtgjort ved Forsøg, som ere foretagne af den afdøde franske General-Inspecteur Darcy, hvis Undersøgelser findes udførligt beskrevne i hans bekjendte Skrift: *Recherches expérimentales relatives au mouvement de l'eau dans les tuyaux*, Paris 1857, der er optaget i det franske Videnskabernes Selskabs Skrifter. Darcy har nemlig paa en aldeles experimental Maade paaviist, at naar et cylindrisk Rør med et cirkelformet Tværsnit, er heelt fyldt af Vand, som gjennestrømmer samme, saa kan Loven for Vandets Bevægelse i Ledningen fremstilles saaledes:

$$V - v = K_0 \sqrt{\frac{h}{l}} \cdot r^{\frac{3}{2}}, \dots \dots \dots (15)$$

naar V , v , h , l og r have den ovenfor angivne Betydning, og K_0 betegner en Størrelse, som alene afhænger af Ledningens Radius R , der tillige angiver Vanddybden fra Ledningens Axe, hvori Hastigheden er et Maximum (V), til dens Overflade.

Af Darcy's Formel (15), der som man seer er ganske den samme som Formlen (14), følger ved Differentiation, idet vi derefter for r sætte R :

$$\left[\frac{dv}{dr}\right]^2 = \frac{9}{4} K_0^2 \frac{h}{l} R,$$

hvoraf videre følger:

$$\mu_0 = \frac{h}{l} \cdot \left[\frac{dv}{dr}\right]^2 = \frac{4}{9} \cdot \frac{1}{K_0^2 \cdot R}, \dots \dots \dots (16)$$

hvilken Størrelse efter Boileaus 2de Forsøgsrækker skulde antages at være constant.

Darcy har derimod af sine Forsøgsresultater troet at kunne antage, at Størrelsen K_0 er omvendt proportional med Radius R , hvorved (16) antager Formen: $\mu_0 = B \cdot R$, idet B er constant. Men denne Antagelse synes dog heller ikke at svare saa fuldkommen til Resultaterne af Forsøgene som ønskeligt kunde være.

Ved at udføre Forsøg med 5 forskellige Rørledninger med cirkelformet Tværsnit, hvis Diametre vare ($2R$) = 0,188, = 0,2432, = 0,2447, = 0,297 og = 0,50 Meter, har Darcy nemlig bestemt den tilsvarende Værdi af K_0 , idet han har maalt Differentshastigheden ($V-v$) dels svarende til Værdier af r lig $\frac{1}{3}R$ og dels svarende til r lig $\frac{2}{3}R$. Han har derved for hver Ledning fundet 2de Værdier for Størrelsen K_0 , hvilke naturligviis vilde have været lige store, hvis Forsøgene havde været fuldkommen nøiagtige. Men naar vi sammenligne de fundne Værdier for K_0 , viser det sig, at jo mindre Ledningens Diameter var, desto mere afveg disse Værdier fra hinanden, og desto lettere maa det følgelig have været at begaae Observationsfeil. Da Vanskeligheden netop bestod i at bestemme Differentshastigheden ($V-v$) med Nøiagtighed, maae vi aabenbart tillægge de Værdier af K_0 , som grunde sig paa de mindste Differentser, den mindste Paalidelighed, og vi ville næppe feile meget, dersom vi tillægge Værdierne af K_0 en Grad af Paalidelighed, der forholder sig som Størrelsen ($V-v$); da de to Værdier af ($V-v$), som svare til hvert enkelt Rør, paa det Nærmeste forholde sig som 1 : 3, saa ville vi formeentlig komme Sandheden saa nær som muligt ved at antage, at den Værdi af K_0 , som svarer til $r = \frac{2}{3}R$, har tre Gange saa stor Paalidelighed som den Værdi, der svarer til $r = \frac{1}{3}R$. Paa Grund heraf troer jeg at turde regne paa at erholde den paalideligste Værdi for K_0 , naar det Tredobbelte af den Værdi, som svarer til $r = \frac{2}{3}R$, adderes til den Værdi, som svarer til $r = \frac{1}{3}R$, og derpaa Summen divideres med 4. Paa denne Maade findes, at der til de 5 forskellige Ledninger, hvis Diametre vare:

$$(2R) = 0,188, = 0,2432, = 0,2447, = 0,297, = 0,50 \text{ Meter}$$

svarer: $K_0 = 126,66, = 97,27, = 92,07, = 76,14, = 53,16$ — , og ifølge (16), findes derefter respective:

$$\mu_0 = 0,0002947, = 0,0003863, = 0,0004288, = 0,0005163, = 0,0006291,$$

hvoraf sees, at $\mu_0 = \frac{h}{l} \left[\frac{dv}{dr}\right]^2$ ingenlunde er constant, men tværtimod er voxende med

Strømdybden R . Det synes herefter naturligt at undersøge om ikke en Ligning af Formen:

$$g \cdot \mu_0 = Ag + B \cdot R,$$

hvor A og B ere Constanter, tilfredsstiller Forsøgene med en tilstrækkelig Grad af Nøjagtighed; gjøre vi dette, idet de sandsynligste Værdier af Constanterne A og B bestemmes efter den approximerede Kvadratmethode, erholdes:

$$g \cdot \mu_0 = 0,0001628 (g + 117,7 \cdot R) \dots \dots \dots (17)$$

Bestemmes ifølge Formlen (17) Værdierne af μ_0 svarende til de undersøgte 5 Rør, fremkomme de Tal, som ere indførte i efterfølgende

Oversigtstabel:

Rørdiameter	μ_0 (beregnet)	μ_0 (observeret)	Differens
0,188 Meter	0,0003460	0,0002947	+ 0,0000513
0,2452 —	0,0004005	0,0003863	+ 0,0000142
0,2447 —	0,0004018	0,0004288	- 0,0000270
0,297 —	0,0004499	0,0005163	- 0,0000664
0,50 —	0,0006512	0,0006291	+ 0,0000221

Af denne Sammenligning fremgaaer, at Formlen (17) tilfredsstiller Darcy's Forsøg saa nøie som det paa Grund af uundgaaelige Observationsfeil var at vente, hvorfor vi tør betragte denne Formel som temmelig nær rigtig. Den omhandlede Formel (17) gjælder saaledes for heelt fyldte Ledninger, hvori Strømmen har Dybden R ; er Ledningen derimod af Formen Fig. II eller kun delviis fyldt, har Strømmen kun en Dybde = $(R-\alpha)$, hvorfor vi i Overeensstemmelse med (17) under disse Forhold maae sætte:

$$g \cdot \mu_0 = 0,0001628 (g + 117,7 \cdot (R-\alpha)), \dots \dots \dots (18)$$

hvor $Tyngdekraften$ g saavel som Størrelserne R og α udtrykkes i samme Maal (Fod, Meter, etc.), medens μ_0 er et reent Tal.

Efter saaledes at have bestemt Størrelsen μ_0 og derved ifølge (16) Forholdet $\frac{g \cdot h}{\left[\frac{dv}{dr}\right]^2} = g \cdot \mu_0$,

kan Modstandscoefficienten μ beregnes ifølge Formlen (13), som derefter kan skrives:

$$\mu = g \mu_0 \cdot \frac{R^2 - \alpha^2}{2R} \dots \dots \dots (19)$$

Ved at indføre denne Værdi for μ i Formlen (11), finde vi:

$$\left(\frac{dv}{dr}\right)^2 = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{h}{l} \cdot \frac{R}{R^2 - \alpha^2} \cdot \frac{r^2 - \alpha^2}{r} \dots \dots \dots (20)$$

For Ledninger, der have et cirkelformet Tværsnit og ere heelt fyldte af Vand, hvor som ovenfor bemærket $\alpha = 0$, reducerer Formlen (20) sig til følgende:

$$\left(\frac{dv}{dr}\right)^2 = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{h}{l} \cdot \frac{r}{R} \dots \dots \dots (21)$$

Er den betragtede Ledning en plan Flade, som beskylles af en Vandstrøm, hvis Dybde er H , saa maae alle Størrelserne R , r og α betragtes som uendelig store, medens $R - \alpha = H$ og $r - \alpha = x$ ere endelige Størrelser. I dette Tilfælde findes $\left(\frac{dv}{dr}\right) = \left(\frac{dv}{dx}\right)$, $\frac{R^2 - \alpha^2}{2R} = H$ og $\frac{r^2 - \alpha^2}{2r} = x$; for rectangulære Strømme af stor Brede erholdes derfor ifølge (20):

$$\left(\frac{dv}{dx}\right)^2 = \frac{1}{\mu_0} \frac{h}{l} \cdot \frac{x}{H}, \dots \dots \dots (22)$$

som fuldstændigt stemmer overeens med Formlen (1), naar vi efter Formlen (19) lægge Mærke til Betydningen af Størrelsen μ .

Ved at integrere Formlerne (21) og (22), der altsaa respective gjælde for Vandstrømme, som have et cirkelformet Tværsnit (circularø Strømme), og for Vandstrømme, som have et rectangulært Tværsnit af stor Brede (plane Strømme), erholdes, naar Hensyn tages til Formlen (13)

$$\text{henholdsvis: } V - v = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \frac{h}{l}} \cdot \frac{r^{\frac{3}{2}}}{R^{\frac{1}{2}}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2m}{g\mu_0}} \cdot v_0 \cdot \frac{r^{\frac{3}{2}}}{R^{\frac{1}{2}}}, \dots \dots \dots (23)$$

$$\text{og } V - v = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \frac{h}{l}} \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{H^{\frac{1}{2}}} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{m}{g\mu_0}} \cdot v_0 \cdot \frac{x^{\frac{3}{2}}}{H^{\frac{1}{2}}}, \dots \dots \dots (24)$$

idet V betegner den Værdi af v , som respective svarer til $r=0$ og $x=0$, nemlig Maximum af Strømhastigheden.

Ved i disse Formler at indsætte Værdien for $g\mu_0$ ifølge Formlen (18) erholdes henholdsvis for cylindriske og for plane Ledninger:

$$\left. \begin{aligned} V - v &= 6,8 \cdot \sqrt{m} \cdot v_0 \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{\frac{117,7 \cdot R}{g + 117,7 \cdot R}} \text{ og } \\ V - v &= 4,8 \cdot \sqrt{m} \cdot v_0 \cdot \left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{\frac{117,7 \cdot H}{g + 117,7 \cdot H}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (25)$$

hvori m , som tidligere angivet, betegner Ledningens særlige Modstandscoefficient.

Men naar vi i den første af disse to Ligninger sætte $r=R$ og altsaa $v=v_0$, saa erholde vi let følgende mærkelige Resultat:

$$\left(\frac{V}{v_0}\right) = 1 + 6,8 \cdot \sqrt{m} \cdot \sqrt{\frac{117,7 \cdot R}{g + 117,7 \cdot R}}, \dots \dots \dots (26)$$

der viser, at den samme Ledning stedse giver det samme Forhold $\left(\frac{V}{v_0}\right)$ mellem den største og mindste Hastighed enten Strømmen bevæger sig med en stor eller lille Hastighed. For nu at see hvorvidt dette stemmer med Erfaring, ville vi betragte de Forsøg, som findes

anførte i Darcy's Værk pag. 157—161, hvor Forfatteren har angivet baade V og v_0 samt Middelhastigheden w for de fem forskellige Ledninger, hvormed han har eksperimenteret.

Resultatet af disse Forsøg har jeg sammenstillet i efterstaaende

T a b e l.

Ledningens Diameter ($2R$)	Middel- hastighed w	Central- hastighed V	Overflade- hastighed v_0	Forholdet $\left(\frac{V}{v_0}\right)$
$\overset{m}{0,188}$	$\overset{m}{0,758}$	$\overset{m}{0,878}$	$\overset{m}{0,669}$	1,31
	1,128	1,505	0,996	1,31
	1,488	1,716	1,317	1,30
	1,933	2,229	1,712	1,30
	2,506	2,891	2,218	1,30
	4,323	4,976	3,833	1,30
$\overset{m}{0,2432}$	0,452	0,556	0,373	1,49
	0,707	0,867	0,588	1,47
	1,547	1,899	1,284	1,48
	1,833	2,249	1,522	1,48
	3,833	4,702	3,182	1,48
$\overset{m}{0,2447}$	0,537	0,625	0,471	1,33
	0,949	1,102	0,834	1,32
	1,904	2,214	1,672	1,33
	4,497	5,250	3,950	1,32
$\overset{m}{0,297}$	0,355	0,417	0,308	1,35
	1,236	1,421	1,097	1,30
	1,665	1,915	1,478	1,30
	2,365	2,718	2,100	1,30
$\overset{m}{0,50}$	0,4752	0,568	0,406	1,40
	0,7951	0,929	0,695	1,34
	1,1197	1,313	0,976	1,35

Naar vi betragte denne Tabel, vil det formentlig blive utvivlsomt, at Forholdet $\left(\frac{V}{v_0}\right)$ virkelig er constant for ethvert af de undersøgte Rør, saaledes som Formlen (26) angiver.

Men idet det saaledes maa erkjendes, at Formlen (26) er correct, kunne vi her-
 efter benytte denne til Bestemmelse af de forskjellige Rørledningers særegne Modstands-
 coefficienter (m). Udføre vi de dertil svarende Beregninger, erholde vi følgende Resultat:

For Ledningen med Diamtr. =	$0,188$,	for hvilken $\left(\frac{V}{v_0}\right) =$	$1,30$,	findes $m =$	$0,0036$
- - - - -	$= 0,2432$,	- - - - -	$= 1,48$,	- - - - -	$= 0,0083$
- - - - -	$= 0,2447$,	- - - - -	$= 1,33$,	- - - - -	$= 0,0041$
- - - - -	$= 0,297$,	- - - - -	$= 1,32$,	- - - - -	$= 0,0036$
- - - - -	$= 0,50$,	- - - - -	$= 1,36$,	- - - - -	$= 0,0036$

Af denne Tabel fremgaaer, at Modstandscoefficienten er ligestor for det mindste og for det største Rør, hvilket netop kunde ventes, da begge disse Rør vare nye Støbejernsrør; fremdeles viser det sig som rimeligt er, at Modstandscoefficienten for ethvert af de to næststørste Rør, der vare gamle veludrensede Jernrør, ikke afviger meget fra den, som svarer til nye Rør. For det næstmindste Rør viser Modstandscoefficienten sig derimod at være betydeligt større end for nye Jernrør; men dette var ogsaa bedækket med Bundfald, hvilket efter Darcy's Iagttagelse fremkalder en betydelig større Modstand end rene Overflader. Det her Anførte vil være et nyt Beviis paa, at Formlen (26) er i fuldstændig Overensstemmelse med de virkelige Naturforhold.

I det Følgende skal jeg vise, hvorledes vi fremdeles kunne bestemme Modstandscoefficienten for en heel Række af Ledninger af forskjellige Materialier, hvormed Darcy har eksperimenteret; men forinden jeg gaaer ind paa den nærmere Bestemmelse af disse forskjellige Modstandscoefficienter m , vil det være hensigtsmæssigt i Korthed at give en Fremstilling af nogle fælles Resultater, som lade sig udlede af den almindeligt gjældende Formel (20).

Af denne Ligning følger:

$$\frac{dv}{dr} = - \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \frac{h}{l} \frac{R}{R^2 - \alpha^2}} \cdot \sqrt{\frac{r^2 - \alpha^2}{r}},$$

og ved at multiplicere denne Ligning med dr og integrere samme fra $r = \alpha$ til r :

$$v = V - \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \frac{h}{l} \frac{R}{R^2 - \alpha^2}} \int_{\alpha}^r \sqrt{\frac{r^2 - \alpha^2}{r}} \cdot dr, \dots \dots \dots (27)$$

idet V betegner Strømhastigheden svarende til $r = \alpha$.

Ved heri at sætte $\frac{r^2 - \alpha^2}{r} = z^2$, kan man fremstille Integralet:

$$\int_{\alpha}^r \sqrt{\frac{r^2 - \alpha^2}{r}} dr = \frac{2}{3} \sqrt{r(r^2 - \alpha^2)} - \frac{2}{3} \alpha^2 \int_0^{z^2} \frac{dz}{\sqrt{\frac{1}{4}z^4 + \alpha^2}}$$

og ved dernæst at sætte $z = \sqrt{2}\alpha \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\varphi}{2}\right)$ finde vi:

$$\int_{\alpha}^r \sqrt{\frac{r^2 - \alpha^2}{r}} \cdot dr = \frac{2}{3} \sqrt{r(r^2 - \alpha^2)} - \frac{2}{3} \cdot \sqrt{\frac{\alpha^3}{2}} \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi}}, \text{ og}$$

Formlen (27) kan altsaa fremstilles saaledes:

$$v = V - \frac{2}{3} \cdot \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \frac{h}{l}} \left[\sqrt{Rr} \cdot \frac{r^2 - \alpha^2}{R^2 - \alpha^2} - \sqrt{\frac{R}{2}} \cdot \frac{\alpha^3}{R^2 - \alpha^2} \int_0^{\varphi} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi}} \right], \quad \left. \begin{array}{l} \dots (28) \\ \text{idet } \varphi = 2 \cdot \operatorname{arc} \left(\operatorname{tg} = \sqrt{\frac{r^2 - \alpha^2}{2r\alpha}} \right) \end{array} \right\}$$

Betegnes nu, som tidligere, Strømhastigheden ved Ledningens Overflade med v_0 , saa finde vi ifølge (28), idet $r = R$, at:

$$v_0 = V - \frac{2}{3} \cdot \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \frac{h}{l}} \left[R - \sqrt{\frac{R}{2}} \frac{\alpha^3}{R^2 - \alpha^2} \int_0^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi}} \right], \quad \left. \begin{array}{l} \dots \dots (29) \\ \text{idet } \varphi_1 = 2 \cdot \operatorname{arc} \left(\operatorname{tg} = \sqrt{\frac{R^2 - \alpha^2}{2R\alpha}} \right). \end{array} \right\}$$

Dersom vi borteliminere Hastigheden v_0 mellem Ligningerne (10) og (29), finde vi Hastigheden:

$$V = \sqrt{\frac{h}{l}} \left[\sqrt{\frac{g}{m}} \sqrt{\frac{R^2 - \alpha^2}{2R}} + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \left(R - \sqrt{\frac{R}{2}} \frac{\alpha^3}{R^2 - \alpha^2} \int_0^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi}} \right) \right] \dots (30)$$

og naar denne Værdi indsættes i Formlen (28), erholdes:

$$v = \sqrt{\frac{h}{l}} \left[\sqrt{\frac{g}{m}} \sqrt{\frac{R^2 - \alpha^2}{2R}} + \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{\mu_0}} \left(R - \sqrt{Rr} \cdot \frac{r^2 - \alpha^2}{R^2 - \alpha^2} - \sqrt{\frac{R}{2}} \frac{\alpha^3}{R^2 - \alpha^2} \int_{\varphi}^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi}} \right) \right] \dots (31)$$

Betragte vi den tidligere Figur II, vil det sees, at Vandføringen af Strømelementet $MmnN$ kan fremstilles ved:

$$dq = d\theta \cdot \int_{\alpha}^R v \cdot r \cdot dr,$$

som, naar Værdien for v indsættes ifølge (28), kan skrives saaledes:

$$dq = d\theta \cdot \left[V \cdot \frac{R^2 - \alpha^2}{2} - \frac{1}{7} \cdot \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{h}{l}} \left((2R^2 + \alpha^2)R - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R\alpha^3(7R^2 - \alpha^2)^2}{2 \cdot (R^2 - \alpha^2)}} \cdot \int_0^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi}} \right) \right] \dots (32)$$

Bemærkes dernæst, at Tværsnitsarealet af Strømelementet $MmnN$ er udtrykt ved $\frac{R^2 - \alpha^2}{2} \cdot d\theta$, saa kan Strømmens Middelhastighed, ifølge Formlen (32), skrives:

$$w = V - \frac{2}{7} \cdot \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{h}{l}} \left[\frac{2R^2 + \alpha^2}{R^2 - \alpha^2} \cdot R - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R\alpha^3(7R^2 - \alpha^2)^2}{2 \cdot (R^2 - \alpha^2)^3}} \cdot \int_0^{\varphi_1} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{1}{2} \sin^2 \varphi}} \right] \dots (33)$$

Bestemmes dernæst $(V - w)$ ifølge denne Ligning, og subtraheres denne Differens fra $(V - v_0) \cdot \frac{R^2 - \frac{1}{7}\alpha^2}{R^2 - \alpha^2}$, bestemt ifølge Formlen (29), saa findes det, at Størrelserne R , α , $\frac{h}{l}$, V , w og v_0 i Almindelighed afhænge af hinanden efter følgende Lov:

$$\frac{R^2 - \frac{1}{7}\alpha^2}{R^2 - \alpha^2} (V - v_0) - (V - w) = \frac{2}{7} \cdot \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{h}{l}} \cdot R \dots (34)$$

For cylindriske Ledninger, der ere fyldte med Vand, saaledes som Tilfældet var under Darcy's Forsøg, er $\alpha = 0$, og under disse Forhold kan Formlen (34) altsaa skrives:

$$w = v_0 + \frac{2}{7} \cdot \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{h}{l}} \cdot R \dots (34 a)$$

Men da $\alpha = 0$, kan Formlen (29) skrives:

$$V - v_0 = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{h}{l}} \cdot R,$$

der i Forbindelse med (34, a) fører til følgende almindelige Relation mellem Hastighederne:

$$7w = 3V + 4v_0, \dots (35)$$

hvilken Ligning ligeledes er udledet af Darcy, der nærmere har undersøgt samme og fundet den bekræftet ved Forsøg.

Som Resultat af en stor Mængde Forsøg, der ere udførte af Darcy over Vandets Bevægelse i Rørledninger af meget forskellige Diametre og under høist ulige Tryktab $\left(\frac{h}{l}\right)$, — hvilke Forsøg ere beskrevne i det 4de Capitel af hans Værk, — har Forfatteren paaviist, at man med en stor Grad af Tilnærmelse kan fremstille Loven for Vandets Bevægelse igjennem [heelt fyldte Ledninger saaledes:

$$\frac{1}{\sqrt{b_1}} = \frac{w}{\sqrt{\frac{h}{l} \cdot R}}, \dots (36)$$

naar w , l , h og R alle have de Betydninger, der i det Foregaaende ere angivne, og b_1 er en Størrelse, der er constant for alle Ledninger af samme Beskaffenhed. Have Ledningerne derimod en forskjellig Beskaffenhed, saa har Darcy fundet, at $\frac{1}{\sqrt{b_1}}$ er desto større jo mindre Ledningsmodstanden er; men han har tillige paaviist, at om end $\frac{1}{\sqrt{b_1}}$ meget nær kan betragtes som constant for alle Ledninger af samme indre Beskaffenhed, saa er den dog strengt taget ikke fuldkommen constant, men derimod svagt voxende med Radius R .

At dette Erfarings-Resultat er overensstemmende med den her udviklede Theori, skal jeg først søge at vise. Af Formlen (34, a) følger nemlig:

$$\frac{1}{\sqrt{b_1}} = \frac{w}{\sqrt{\frac{h}{l}R}} = \frac{v_0}{\sqrt{\frac{h}{l}R}} + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{R}{\mu_0}};$$

naar vi heri for $\frac{v_0}{\sqrt{\frac{h}{l}R}}$ indsætte Værdien $\sqrt{\frac{g}{2m}}$, ifølge Formlen (10), samt istedetfor

μ_0 indsætte dens Værdi, ifølge Formlen (17), saa finde vi:

$$\frac{1}{\sqrt{b_1}} = \sqrt{g} \left(\frac{1}{\sqrt{2m}} + 2,063 \cdot \sqrt{\frac{117,7 \cdot R}{g + 117,7 \cdot R}} \right), \dots \dots \dots (37)$$

hvilken Ligning viser os, at $\frac{1}{\sqrt{b_1}}$ voxer, baade naar Modstandscoefficienten m aftager og naar R voxer, saaledes som Darcy har fundet ved sine Forsøg.

For derefter nærmere at undersøge, hvorvidt denne Formel kan betragtes som stemmende med Forholdene i Naturen, ville vi sammenholde den med de Resultater af Darcy's Forsøg, som findes anførte i hans Værk pag. 96—98, hvor navnlig Værdien af $\frac{1}{\sqrt{b_1}}$ er bestemt for en Mængde forskjellige Rørledninger.

Beregne vi Modstandscoefficienten m ifølge (37) og sammenstille vi de erhholdte Resultater med de observerede, saa fremkommer følgende

Oversigtstabel:

Forsøgs- rækkens Nummer.	Ledningens		$\frac{1}{\sqrt{b_1}}$	Modstands- coefficienten m beregnet ifølge (37)	
	Diameter	Radius = R			
Rørledninger af Smedejern.					
1.	0,0122	0,0061	24,44	0,0094	
2.	0,0266	0,0133	33,00	0,0052	
3.	0,0395	0,01975	35,70	0,0045	
Rørledninger af Bly.					
4.	0,014	0,0070	35,54	0,0043	
5.	0,027	0,0135	34,90	0,0047	
6.	0,041	0,0205	36,95	0,0042	
Jernrørsledninger med Asphaltovertræk.					
7.	0,0268	0,0134	34,56	0,0047	
8.	0,0826	0,0413	44,49	0,0029	
9.	0,196	0,098	48,00	0,0026	
10.	0,285	0,1425	47,70	0,0027	
Ledninger af Glas.					
11.	0,04968	0,02484	56,65	0,0045	
Rørledninger af Støbejern.					
12.	0,0359	0,01795	25,10	0,0117	Ledningen var bedækket med Bundfald.
13.	0,0364	0,0182	36,50	0,0043	Efter Bundfaldets Udrensning.
14.	0,0795	0,03975	26,07	0,0092	Ledningen var bedækket med Bundfald.
15.	0,0801	0,04005	35,53	0,0048	Efter Bundfaldets Udrensning.
16.	0,0819	0,04095	37,94	0,0045	Ny Ledning.
17.	0,137	0,0685	42,51	0,0034	ligeledes.
18.	0,188	0,094	41,37	0,0036	ligeledes.
19.	0,2432	0,1216	29,26	0,0083	Ledningen var bedækket med Bundfald
20.	0,2447	0,12235	37,75	0,0045	Efter Bundfaldets Udrensning.
21.	0,297	0,1485	40,43	0,0034	Ny Ledning.
22.	0,50	0,25	44,32	0,0033	ligeledes.
Saltglasserede Leerrør.					
23.	0,0958	0,0479	42,85	0,0032	Ny Ledning.
24.	0,2982	0,1491	46,22	0,0029	ligeledes.

De første 22 Forsøgsrækker ere som alt bemærket udførte af Darcy; men de to sidste Rækker, der ere foretagne med saltglasserede Rør, ere derimod udførte af mig og findes beskrevne i Vid. Selsk. Skrifter 5te Række, 4de Bind, p. 305.

Sammenligne vi nu først de tidligere, efter Formlen (26), fundne Værdier af Modstandskoefficienten m med de Værdier, som her ere fundne for de samme fem Ledninger, og som i Oversigtstabellen ere angivne under Nr. 18 til Nr. 22, saa viser det sig, at uagtet Formlerne (26) og (37) ere grundforskjellige, og uagtet Darcy's Observationer, som danne Grundlaget for Beregningerne, ligeledes ere aldeles forskjellige, falde dog de fundne Værdier for m næsten fuldstændigt sammen, — en god Bekræftelse paa Formlernes Paalidelighed.

Betragtes dernæst de i Tabellen angivne Værdier af m , viser det sig, som det ogsaa var at vente, at for alle Rør af samme indre Beskaffenhed er Modstandskoefficientens Størrelse uafhængig af om Ledningen er stor eller lille. Vi finde saaledes:

- For Jernledninger, bedækkede med Bundfald, at m er beliggende mellem 0,0083 og 0,0117, men fjernes dette omhyggeligt, mellem 0,0043 og 0,0048.
- For nye rene Smedejernsledninger finde vi m beliggende mellem 0,0045 og 0,0052; — den Afvigelse herfra som Ledningen Nr. 1 viser, har næppe nogen anden Grund end den, at bemeldte lille Ledning ikke har været aldeles fri for Rust.
- For Blyrør sees det, at Modstanden omtrent er den samme som for nye Smedejernsrør, idet Forsøgene Nr. 4, 5 og 6 vise, at m ligger mellem 0,0042 og 0,0047.
- For nye, rene Støbejernsrør vise Forsøgene Nr. 16, 17, 18, 21 og 22 at m ligger mellem 0,0033 og 0,0045.
- For gode Asphaltrør, samt for saltglasserede Leerrør er Modstanden omtrent lige, idet Forsøgene Nr. 8, 9, 10, 23 og 24 give Værdier for m beliggende mellem 0,0026 og 0,0032, og det viser sig tillige, at disse Rør frembyde mindst Modstand af alle de undersøgte Rør.
- Den Afvigelse, som den snævre Rørledning Nr. 7 viser, har vistnok sin Grund i, at dennes Asphaltbedækning ikke har været vel udført.
- Den undersøgte Glasrørsledning Nr. 11, der var samlet af mange korte Glasrør, giver for m Værdien 0,0043, som dog sandsynligviis er lidt for stor for rene og ikke sammensatte Glasrør, der næppe frembyde større Modstand end glasserede Rør.

I Henhold til det saaledes Anførte troer jeg at turde regne paa, at de i det Foregaaende fremstillede Formler for Vandets Bevægelse i cylindriske Rørledninger ere correcte og skal blot særlig fremhæve, at Formlen (26) stemmer fuldstændigt med Naturen, naar m i hvert enkelt Tilfælde erholder den constante Værdi, som er begrundet i Ledningens eiendommelige Modstand mod Vandets Bevægelse.

Naar vi derefter betragte den 2den Formel (25), som gjælder for rectangulære Ledninger, der have saa stor Brede, at Sidefladerne ikke udøve mærkelig Indflydelse paa Bevægelsen af de betragtede Vanddele, saa viser det sig, naar vi sætte $x = H$, at man for plane Strømme i Overeensstemmelse med Formlen (26) har følgende Relation:

$$\left(\frac{V}{v_0}\right) = 1 + 4,8\sqrt{m} \cdot \sqrt{\frac{117,7 \cdot H}{g + 117,7 \cdot H}} \dots \dots \dots (38)$$

der udtrykker, at Forholdet $\left(\frac{V}{v_0}\right)$ ogsaa for rectangulære Ledninger er uafhængigt af Strømhastigheden.

Anvende vi denne Formel paa at bestemme Modstandscoefficienten m for de to Ledninger, hvormed Boileau har udført sine tvende Forsøgsrækker, af hvilke den første Række gav:

Maximums-Hastigheden	$V = 0,871$	i Dybden	$0,070$	under Vandspeilet, og
Minimums-Hastigheden	$v_0 = 0,567$	—	$0,348$	—

medens den anden gav:

Maximums-Hastigheden	$V = 0,616$	i Dybden	$0,048$	under Vandspeilet og
Minimums-Hastigheden	$v_0 = 0,451$	—	$0,206$	—

saa finde vi $m = 0,016$ svarende til første Forsøgsrække,
og $m = 0,009$ svarende til anden Række.

Det viser sig altsaa, at i de to Rækker af Forsøg, som Boileau har udført, har Modstandscoefficienten m været noget forskjellig, og navnlig, at den har været større under den første Forsøgsrække end under den senere, saaledes som tidligere nævnt. Men paa den anden Side sees det tillige, at de her fundne Værdier for m ikke afvige mere fra de Værdier, som efter Darcy's Forsøg svare til Jernrørsledninger, end at hele Afvigelsen kan hidrøre fra Bundfaldets Beskaffenhed.

Jeg kan her ikke tilbageholde den Bemærkning, at den nævnte Uovereensstemmelse mellem Modstandscoefficienterne for de to Rækker af Forsøg, som Boileau har udført, har spildt mig en overordentlig lang Tid, idet jeg af disse Forsøg blev ledet til den Antagelse, at Formlen (6) var correct, medens Darcy's tilsvarende Formel, der med Hensyn paa rectangulære Ledninger antager Formen $\mu = \mu_0 \cdot H^2$, som en Følge deraf maatte for-

kastes. Denne Mening havde dog ikke sin Grund deri, at jeg ubetinget ansaa Boileau's Forsøg som mere paalidelige end Darcy's, men snarere i den Omstændighed, at det ligefrem syntes mig at være umuligt, at Darcy's Formel kunde være rigtig; thi deraf vilde følge, at i Strømme af betydelig eller rettere af uendelig stor Dybde maatte Strømhastigheden blive ligestor i alle Dybder — en Antagelse, som aabenbart maatte være urigtig, naar Strømmen under sit Løb var underkastet den sædvanlige Ledningsmodstand. Paa Grund heraf forlod jeg Darcy's Udtryk for Størrelsen μ og fastholdt Boileau's (Formel (6)), som gav Resultater, der stemte temmelig godt med Darcy's Forsøg og ikke syntes at føre til saadanne Modsigelser, som de, Darcy's Formel stillede i Udsigt. Under den derpaa følgende Udvikling af Loven for Vandets Bevægelse i faste Ledninger, blev jeg kun yderligere bestyrket i min Mening, at Formlen (6) maatte være rigtig; thi skjøndt Formlerne fremstillede sig under temmelig sammensatte Former, saa syntes dog Resultaterne, som deraf kunde afledes, at være i Overeensstemmelse med hvad der om disse Forhold var bekjendt. Da jeg derimod vilde gjøre Anvendelse af de udviklede Formler paa Havstrømninger, saaledes som jeg senere skal omtale, viste Beregningerne sig at føre til Resultater, som vare i Strid med hvad Naturen viser, og da ethvert Forsøg paa at komme ud over disse Vanskeligheder bestandigt viste sig frugtesløst, var jeg flere Gange nær ved at opgive Haabet om paa en tilfredsstillende Maade at kunne føre denne Undersøgelse til Ende; men jeg kunde dog aldrig heelt opgive Haabet om en heldig Løsning af disse ligesaa interessante som vanskelige Spørgsmaal, da det vedblivende stod mig klart, at skjøndt der maatte være noget urigtigt i mine Betragtninger, saa maatte Hovedsagen dog utvivlsomt være rigtig. — Først da det til Slutning faldt mig ind at undersøge, hvorledes Sagen vilde stille sig, hvis Darcy's Udtryk for μ var rigtigt, og altsaa Boileau's Udtryk (Formel (6)) urigtigt, fandt jeg til min Overraskelse og Glæde, at alle Vanskeligheder og Modsigelser med det samme pludselig forsvandt; fra nu af viste de beregnede Resultater sig gjennemgaaende at være i fuldkommen Overeensstemmelse med Naturforholdene.

I Anledning af Boileau's Mening, at den Aftagelse i Hastighed, som finder Sted i aabne Strømme i Nærheden af Vandspeilet, ikke kan tilskrives Luftens Modstand, skal jeg gjøre opmærksom paa, at denne Modstands Størrelse let lader sig beregne ifølge Formlen (38). Under den første Forsøgsrække, hvor Hastigheden i Dybden $H = 0,070$ under Vandspeilet var $V = 0,871$, fandtes nemlig Vandspeilshastigheden at være $0,823$, og naar vi indsætte denne Værdi for v_0 i Formlen (38) samt for V og H sætte de nylig angivne Værdier, finde vi Modstandscoefficienten $m = 0,00031$; sammenligne vi denne Coefficient med Coefficienten for den egentlige Ledningsmodstand (0,016), viser det sig, at Luftmodstanden ikke fuldt har udgjort 2 Procent af den egentlige Ledningsmodstand. For den anden

Række af Forsøg, som Boileau har udført, finde vi paa samme Maade ifølge (38), naar vi for v_0 indsætte den observerede Vandspeilshastighed $0,592^m$ samt for V og H respective indsætte Værdierne $0,616^m$ og $0,048^m$, Vandspeilets Modstandscoefficient $m = 0,0002$; men hvad enten den sande Værdi af Coefficienten m er $0,0002$ eller $0,0003$, er saameget i ethvert Fald indlysende, at Luftmodstanden kun behøver at være meget ringe for at være istand til at frembringe den Formindskelse i Hastighed, som Vandstrømmen viser i Nærheden af Vandspeilet.

I den nyere Tid har den franske Ingenieur Bazin udgivet et temmelig betydeligt Værk, *Recherches Hydrauliques, Paris 1865*, som indeholder Resultaterne af en stor Mængde Forsøg over Vandets Bevægelse i Ledninger af forskellige Tværsnitsformer og af forskellige Materialier. Dette Arbeide, der alt var paabegyndt af Darcy og efter dennes Død senere er bleven fortsat og fuldendt af Bazin, er bestemt til at danne en Fortsættelse af Darcy's *Recherches expérimentales sur le mouvement de l'eau dans les tuyaux*; men skjøndt Bazin's Arbeide indeholder en Mængde meget interessante og oplysende Forsøg, troer jeg dog, at Alle ville være enige i, at det hverken med Hensyn paa Nøiagtighed eller med Hensyn paa Valget af Experimenter for at bringe Klarhed tilveie i de omhandlede dunkle Forhold, kan sættes ved Siden af Darcy's udmærkede Arbeider. Til nogle af de interessanteste Undersøgelser i Bazin's Arbeide hører formeentlig de Forsøg, som ere beskrevne i Capitel II af det nævnte Værk og som ere udførte med tvende rectangulære Ledninger af ulige Størrelse, for at komme til Kundskab om de Love, hvorefter Vandet bevæger sig i de forskellige Punkter af en rectangulær Strøm, saavel i lukkede og heelt fyldte, som i aabne og for Luftens Paavirkning udsatte Ledninger. Den første af disse Ledninger, der var af Poppeltræ, havde en Brede af $0,8^m$ og en Høide af $0,5^m$ i indvendig Lysning; med denne har Darcy udført Forsøg med Vandstrømme, der fyldte Ledningen aldeles, og derved bestemt Strømhastigheden i 45 forskellige Punkter, der fremkom som Skjæringspunkter imellem 5 horizontale og 9 verticale Linier. Af de 5 horizontale Linier gik een igjennem Ledningens Axe, to over og to under samme, respective i Afstandene $0,11^m$ og $0,22^m$ fra Axen. Af de 9 verticale Linier gik ligeledes een igjennem Axen og fire paa hver Side af denne, respective i Afstandene $0,11^m$, $0,22^m$, $0,33^m$ og $0,37^m$ fra Axen.

Darcy udførte dermed trede Rækker af Forsøg under følgende:

$$\text{Trykhøidetak: } \frac{h}{l} = 0,001899, = 0,004272, = 0,005063$$

$$\text{Vandføring: } Q = 0,411, = 0,618, = 0,674 \text{ og}$$

$$\text{Middelhastighed: } W = 1,028, = 1,545, = 1,685,$$

hvorved han overbeviste sig om, at der for et hvilket som helst Punkt af Strømmen existerer et constant Forhold mellem den stedfindende Strømhastighed og Strømmens Middelhastighed, hvilket Forhold er uafhængigt af, om Vandet løber med større eller mindre Fart. Tages Middeltallet af de af Darcy observerede 3de Forholdstal for ethvert af de angivne 45 Punkter, kommer man til følgende Resultat:

Vertical Afstand fra Axen	Horizontalafstand fra Axen								
	^m 0,37	^m 0,35	^m 0,22	^m 0,11	0	^m 0,11	^m 0,22	^m 0,35	^m 0,37
^m 0,22	0,809 (0,801)	0,865 (0,850)	0,880 (0,887)	0,885 (0,898)	0,891 (0,898)	0,889 (0,898)	0,867 (0,887)	0,855 (0,850)	0,801 (0,801)
^m 0,11	0,847 (0,872)	0,967 (0,953)	1,110 (1,085)	1,112 (1,087)	1,120 (1,087)	1,117 (1,087)	1,109 (1,085)	0,952 (0,955)	0,854 (0,872)
0	0,872 (0,898)	0,975 (0,975)	1,129 (1,158)	1,166 (1,190)	1,176 (1,190)	1,161 (1,190)	1,131 (1,158)	0,960 (0,975)	0,869 (0,898)
^m 0,11	0,844 (0,872)	0,959 (0,953)	1,096 (1,085)	1,110 (1,087)	1,117 (1,087)	1,103 (1,087)	1,105 (1,085)	0,952 (0,955)	0,850 (0,872)
^m 0,22	0,789 (0,801)	0,862 (0,850)	0,874 (0,887)	0,880 (0,898)	0,892 (0,898)	0,877 (0,898)	0,861 (0,887)	0,859 (0,850)	0,797 (0,801)

De under de observerede Tal i Parenthes angivne Tal ere Beregningstal, som senere skulle omtales.

Heraf fremgaaer, hvad ogsaa umiddelbart er klart, at naar Ledningsmodstanden er ligestor for alle Punkter af Ledningens Overflade, saa ere Hastighederne symmetrisk fordeelte, baade med Hensyn til det horizontale og verticale Plan, som kan lægges gennem Ledningens Axe; ved at tage Middeltallene af de fire Værdier i ovenstaaende Tavle, som svare til de symmetrisk beliggende Punkter i hver Kvadrant, har Bazin fremstillet Vandets Bevægelse i Ledningen, saaledes som Figur III. paa Plan II. an-

giver *), hvori $ABCD$ betegne Ledningens Tværsnit, $aaaa$ den Elementoverflade, hvori Strømhastigheden $v = 0,8 \cdot W$, $bbbb$ den Elementoverflade, hvori Hastigheden $v = 0,9 \cdot W$, $cccc$ den Flade, hvori $v = W$ og $dddd$ den Flade, hvori $v = 1,1 \cdot W$.

Af denne Figur fremgaaer umiddelbart, at alle de angivne Hastighedscurver fra Ledningens Hjørner nærme sig til at løbe parallelt med Ledningens Overflade, hvilket fuldstændigt indtræder udfor de 4 Begrænsningsfladers Midtpunkter; men deraf følger videre, at ethvert af de fire Strømelementer, som bevæger sig paa Midtpunktet af en af Ledningens 4 Planflader, i Formen er rectangulært. Strømhastigheden deri maa følgelig være fordeelt som i en rectangulær Ledning af ubegrændset Brede, og Hastigheden i forskellige Dybder kan altsaa bestemmes ved den sidste Formel (25).

Anvende vi denne Formel, der kan skrives saaledes:

$$V - v = A \cdot \left(\frac{x}{H} \right)^{\frac{3}{2}}, \text{ idet } A = 4,8 \sqrt{m} \cdot v_0 \sqrt{\frac{117,7 \cdot H}{g + 117,7 \cdot H}}$$

paa at bestemme Loven for Vandets Bevægelse i det verticale Plan, som gaaer igjennem Ledningens Axe, saa haves ifølge Observationerne:

$$\begin{aligned} \text{for } x = 0, & \quad v = 1,176 \cdot W \\ - \quad x = 0,11, & \quad v = 1,119 \cdot W \text{ og} \\ - \quad x = 0,22, & \quad v = 0,891 \cdot W, \text{ samt } H = 0,25. \end{aligned}$$

Ved Hjælp af disse Værdier lade de sandsynligste Værdier af Constanterne V , v_0 , A og m sig let beregne ifølge den approximative Kvadratmethode, og naar Beregningen udføres, finde vi:

$$V = 1,193 \cdot W, \quad v_0 = 0,839 \cdot W, \quad A = 0,354 \cdot W \text{ og } m = 0,0104.$$

Anvende vi derefter samme Formel paa at bestemme Loven for Vandets Bevægelse i det horizontale Plan, som indeholder Ledningens Axe, idet vi ogsaa her sætte Dybden af den Strøm, som bevæger sig paa Ledningens Sideflade $= 0,25 = H$, saa haves dertil ifølge Forsøgene:

*) See Bazin «Recherches Hydrauliques» Plan XVIII, Fig. 7.

$$\begin{aligned}
 v &= 1,163 \cdot W \text{ for } x = 0, \\
 v &= 1,130 \cdot W - x = 0,07, \\
 v &= 0,967 \cdot W - x = 0,18 \text{ og} \\
 v &= 0,870 \cdot W - x = 0,22;
 \end{aligned}$$

ved Hjælp af de mindste Quadraters Methode finde vi derefter følgende Værdier for Constanterne, nemlig:

$$V = 1,172 \cdot W, v_0 = 0,818 \cdot W, A = 0,354 \cdot W \text{ og } m = 0,0104.$$

Naar disse Værdier sammenlignes med de foran fundne Værdier, sees det, at Constanterne alene afvige fra hinanden deri, at Hastighederne V og v_0 i det sidste Tilfælde begge ere lidt mindre, og navnlig $0,021$ mindre end de tilsvarende Værdier af V og v_0 , som fandtes i det verticale Plan. Men see vi hen til de Forskjelligheder, som de enkelte observerede Forholdstal, hvoraf Ovenstaaende ere Middeltallene, frembyde, samt lægge vi endvidere Mærke til det sidste af de tre Forsøg, som Bazin har angivet i sit Værk paa Plan XVIII ved Figur 3, saa bliver det meget sandsynligt, at hele den mellemste Deel af Strømmen i en Brede af $0,8 - 0,5 = 0,3$ har bevæget sig paa Ledningens Over- og Underflade som en rectangular Strøm af ubegrændset Brede, i hvilken Hastigheden har været den samme i ligestore Afstande fra Ledningens Overflade. Gaae vi ud fra, at Forholdet har været saaledes, samt vælg vi Middeltallene af de to fundne Værdier for V og v_0 , erholde vi: $V = 1,182 \cdot W$ og $v_0 = 0,829 \cdot W$, $m = 0,0104$, hvorefter Ligningen for Vandets Bevægelse saavel i hele den mellemste Deel af Strømmen, i en Brede $= 0,3$, som i de Strømelementer, der flyde midt imellem Over- og Underfladen og som ere underkastede Friction fra Ledningens Sideflader, kan fremstilles saaledes:

$$\frac{v}{W} = 1,182 - 0,354 \left(\frac{x}{H} \right)^{\frac{3}{2}}, \text{ idet } H = 0,25 \dots \dots \dots (39)$$

Til Støtte for denne Antagelses Rigtighed skal jeg dernæst bemærke, at naar vi benytte de observerede Forholdstal, svarende til Strømhastigheden i det verticale Plan, som ligger i Afstanden $0,11$ fra Ledningens Axe, og derefter i Ligningen:

$$V - v = A \cdot \left(\frac{x}{H} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad A = 4,8 \sqrt{m} \cdot v_0 \cdot \sqrt{\frac{117,7 \cdot H}{g + 117,7 \cdot H}}$$

i Overensstemmelse med Darcy's Undersøgelser sætte:

$$\begin{aligned}
 v &= 1,163 \cdot W, \text{ for } x = 0 \\
 v &= 1,111 \cdot W, - x = 0,11 \\
 v &= 0,883 \cdot W, - x = 0,22 \text{ samt } H = 0,25,
 \end{aligned}$$

saa finde vi efter de mindste Quadraters Methode:

$$V = 1,182.W, v_0 = 0,832.W, A = 0,350.W \text{ og } m = 0,0104,$$

hvilke Værdier, næsten fuldstændigt sees at falde sammen med de i Formel (39) angivne.

I Henhold hertil tør det derfor antages, at Vandstrømmens mellemste Deel indtil en Brede af $0,3$, udelukkende bevæger sig paa Ledningens Over- og Underflade, med en Bundhastighed $v_0 = 0,832.W$ og Maximumhastighed $V = 1,182.W$, samt at Hastigheden i denne Deel af Strømmen, — ligesom Hastigheden i det midterste horizontale Element, der indtil en Afstand $H = 0,25$ fra Ledningens Sideflader, udelukkende bevæger sig paa disse Flader, — er bestemt ved Formlen (39). Beregnes Strømhastighederne ifølge (39) svarende til de forskjellige Punkter, hvori denne er observeret, navnlig for

$$x = 0, \quad = 0,07, \quad = 0,11, \quad = 0,18 \quad \text{og} \quad = 0,22,$$

saa finde vi:

$$v = 1,182.W, = 1,129.W, = 1,080.W, = 0,966.W \text{ og } = 0,892.W,$$

medens Middeltallet af Forsøgene giver:

$$v = 1,170.W, = 1,130.W, = 1,115.W, = 0,967.W \text{ og } = 0,887.W.$$

Betragte vi imidlertid de enkelte Forsøg nærmere, findes v henholdsvis at variere mellem Grændserne:

$$v = \begin{cases} 1,158.W \\ 1,182.W \end{cases}, = \begin{cases} 1,115.W \\ 1,147.W \end{cases}, = \begin{cases} 1,077.W \\ 1,133.W \end{cases}, = \begin{cases} 0,954.W \\ 0,993.W \end{cases}, = \begin{cases} 0,840.W \\ 0,902.W \end{cases},$$

og det viser sig saaledes at alle Afvigelserne mellem de beregnede og de observerede Hastigheder falde indenfor Iagttagelsesfeilenes Grændser.

Med Hensyn til de fire i Ledningens Hjørner indesluttede kvadratiske Strømme, der begrænses af den nyligt omtalte rectangulære Midterstrøm, er det øiensynligt, navnlig naar vi betragte de forskjellige Hastighedscurvers Krumning, at enhver af disse Strømme maa tænkes sammensat af en Samling af Strømelementer, der glide paa tilsvarende Elementer af Ledningens Overflade, og som efter en bestemt Lov gaee over fra den rectangulære Form, der er tilstede i de tænkte Begrænsningsflader, til en triangulær Form i selve Hjørnet, hvor Strømforskelene aabenbart maae være analoge med dem, som finde Sted i en cylindrisk Ledning, der er heelt fyldt med Vand og for hvilken den første Formel (25) er gjældende.

Betragte vi til Exempel Vandets Bevægelse i Diagonalen MD , i den paa Fig. III fremstillede Hjørnestrøm $DFMI$, der har Form af et Quadrat, hvis to Sider DI og DF begrænses af Ledningens Overflade, idet vi efter det Foregaaende forudsætte, at Strømhastigheden i Punktet M er $V = 1,182.W$, saa finde vi let, ifølge de udførte Observationer, at Strømhastigheden maa regnes at være saaledes fordeelt som angivet paa Figuren.

For nu at undersøge om og hvorvidt Vandets Bevægelse i Strømelementet MD følger den Lov, som er fremstillet ved den første af Formlerne (25), der ogsaa kan skrives saaledes:

$$V-v = B \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad B = 6,8 \cdot \sqrt{m} \cdot v_0 \cdot \sqrt{\frac{117,7 \cdot R}{g + 117,7 \cdot R}},$$

naar r betegner Afstanden fra M til et vilkaarligt Punkt af Linien MD , og R betegner hele Linien MD , altsaa $R = 0,25 \cdot \sqrt{2} = 0,354$, maa det bemærkes, at Darcy's Observationer give følgende sammensvarende Værdier for forskjellige Punkter af Diagonalen MD :

observeret.	beregnet.
$\frac{r}{R} = 0,28, \quad \frac{v}{W} = 1,114$	$\frac{v}{W} = 1,119$
$\frac{r}{R} = 0,44, \quad \frac{v}{W} = 1,055$	$\frac{v}{W} = 1,052$
$\frac{r}{R} = 0,72, \quad \frac{v}{W} = 0,900$	$\frac{v}{W} = 0,900$
$\frac{r}{R} = 0,88, \quad \frac{v}{W} = 0,799$	$\frac{v}{W} = 0,799.$

Bestemmes Constanterne V , v_0 , B og m i ovenstaaende Ligninger ved Hjælp af disse Værdier for $\frac{r}{R}$ og $\frac{v}{W}$, ifølge de mindste Qvadraters Methode, erholdes:

$$\frac{V}{W} = 1,190, \quad \frac{v_0}{W} = 0,713, \quad \frac{B}{W} = 0,477 \text{ og } m = 0,0119.$$

De saaledes erholdte Værdier for $\frac{V}{W}$ og m afvige, som man seer, lidt fra de tidligere fundne Værdier ($\frac{V}{W} = 1,182$ og $m = 0,0104$), men Forskjellen er dog ikke væsentlig, og den større Modstandscoefficient hidrører maaskee derfra, at det skarpe Hjørne kan have frembudt smaa extra Modstande for Strømelementet MD . Indføres de her fundne Værdier for V og B i Formlen ovenfor, erholdes:

$$\frac{v}{W} = 1,190 - 0,477 \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^{\frac{3}{2}}.$$

Ved Hjælp af denne Formel ere de ovenfor tilføjede Værdier for $\frac{v}{W}$ beregnede. Overensstemmelsen mellem de saaledes beregnede og observerede Værdier er som man seer næsten fuldstændig.

Sammenligne vi denne Formel for Vandets Bevægelse i de forskjellige Punkter af Linien MD med Formlen (39), som fremstiller Loven for Bevægelsen i den midterste Deel af

Ledningen indtil Verticalen MF , saa sees det, naar vi bemærke at $\frac{x}{H} = \frac{r}{R}$, at ovenstaaende Ligning kan skrives saaledes:

$$\frac{v}{W} = 1,190 - 0,477 \cdot \left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{3}{2}}$$

og at den væsentlige Forskjel mellem begge disse Ligninger bestaaer deri, at Coefficienten for $\left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{3}{2}}$ her er 1,35 Gange større end den tilsvarende i Formlen (39). Men bemærke vi dernæst, at Strømdybderne for de to Strømelementer MD og MF forholde sig som 1,41:1, saa ledes vi derved let paa den Tanke, at ovenstaaende Ligning i Virkeligheden bør gives Formen

$$\frac{v}{W} = 1,190 - 0,354 \cdot \frac{R}{H} \cdot \left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{3}{2}}.$$

Sættes da foreløbigt Længden $FD = \alpha$, saa er $R = \sqrt{H^2 + \alpha^2}$, hvorefter Ligningen antager følgende Form:

$$\frac{v}{W} = 1,190 - 0,354 \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha}{H}\right)^2} \cdot \left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{3}{2}} \dots \dots \dots (40)$$

Betragte vi denne Formel, viser det sig, at den foruden at gjælde for Strømelementet MD tillige gjælder for Strømelementet MF , naar vi sætte $\alpha = 0$; men derved føres vi naturligt videre til at antage, at Formlen (40) sandsynligviis gjælder for ethvert Strømelement MN , beliggende mellem MD og MF , og bevægende sig paa Ledningens Overflade i Punktet N , idet α da betegner Afstanden fra F til N .

For nærmere at undersøge, hvorvidt denne Antagelse bekræftes af Naturen, har jeg for ethvert af de 45 Punkter af Ledningen, ved Hjælp af Formlen (40), beregnet de tilsvarende Værdier af $\frac{v}{W}$, og Resultatet af denne Beregning har jeg derefter anført i den Side 33 fremstillede Tabel, hvori ethvert af de beregnede Tal findes anført i en Parenthes lige under det Middeltal, som er fremgaaet af Darcy's tre Observationsrækker.*) Anstille vi en Sammenligning imellem de saaledes beregnede Værdier og de Værdier, som de forskjellige Observationer have givet for det samme Punkt, saa viser det sig, at næsten ethvert af de beregnede Tal ligger imellem de observerede Værdier, og denne Overensstemmelse indeholder derfor et afgjørende Beviis for, at Formlen (40) fremstiller Loven for Vandets Bevægelse i alle Punkter af Ledningen med stor Grad af Nøjagtighed.

Gaae vi ud fra at Formlen (40) er correct, sees det let, naar vi sætte Afstanden fra Punktet M til et vilkaarligt Punkt P i Linien MN lig r og Vinklen $NMF = \theta$, at Ligningen for hvilkensomhelst af de Element-Flader (see Fig. III. *aaaa*, *bbbb*), hvori Strømmen bevæger sig med constant Hastighed $= v$, kan fremstilles ved:

*) De af Darcy med denne Ledning udførte Forsøg findes fremstillede ved Fig. 1, 2 og 3 paa Plan XVIII i Bazin's Værk.

$$r \cdot \cos \frac{1}{3} \theta = \left(\frac{1,190 - \frac{v'}{W}}{0,354} \right)^{\frac{2}{3}} \cdot H.$$

Betragte vi herefter Vandføringen af det Strømelement, som befinder sig i Punktet P (see Fig. III) og hvis Hastighed ifølge (40) almindeligt kan fremstilles ved:

$$v = V - B_1 \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha}{H}\right)^2} \cdot \left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{3}{2}}, \text{ idet } B_1 = 4,8\sqrt{m} \cdot v_0 \sqrt{\frac{117,7 \cdot H}{g + 117,7 \cdot H}} \dots (41)$$

bemærkes, at Tværnsitsarealet af dette Strømelement kan fremstilles ved $\frac{x dx d\alpha}{H}$, og at dets Vandføring kan udtrykkes ved $\frac{v \cdot x dx \cdot d\alpha}{H}$. Den hele Vandføring af den triangulære Strøm DMF kan følgelig fremstilles ved:

$$q = \int_{\alpha=0}^{\alpha=H} \int_{x=0}^{x=H} \frac{v \cdot x dx d\alpha}{H} = \frac{V \cdot H^2}{2} - 0,327 \cdot B_1 H^2;$$

naar vi for den betragtede Strøm sætte $V = 1,190 \cdot W$ og $B_1 = 0,354 \cdot W$, saa finde vi $q = 0,475 \cdot W \cdot H^2$, hvorefter Vandføringen af den kvadratiske Deel $FDJM$ af Strømmen bliver: $2q = 0,95 \cdot W H^2$. Heraf sees foreløbigt, da W betegner hele Strømmens Middelhastighed og da Tværnsitsarealet af den kvadratiske Deel $FDJM$ af Strømmen er $= H^2$, at Middelhastigheden for denne Deel af den hele Strøm er mindre end W og navnlig lig $0,95 \cdot W$, og fremdeles, at dersom Darcy's Ledning havde haft et kvadratisk Tværnsnit af Høide og Brede $= 2H$, saa vilde Strømmens Middelhastighed kun have været 95 % af hvad den for den undersøgte Ledning fandtes at være. For den mellemliggende Deel af den betragtede rektangulære Strøm, der har en Brede $= \frac{6}{5} \cdot H$ og som i en Dybde $= H$ bevæger sig paa Ledningens Over- og Underflade, findes Vandføringen $= 2 \cdot \frac{6}{5} H \cdot \int_0^H v dx = 2,52 \cdot W \cdot H^2$, hvilken Deel af Strømmen har et Tværnsitsareal $= 2,4 \cdot H^2$; i denne midterste Deel af Strømmen, som ligger mellem de omtalte 4 kvadratiske Dele, der tilsammen have en Vandføring af $3,8 \cdot W \cdot H^2$, bevæger Strømmen sig altsaa med en Middelhastighed $= 1,05 \cdot W$. For den hele Strøm, hvis Vandføring er $= 6,32 \cdot W \cdot H^2$ og Tværnsitsareal $= 6,4 \cdot H^2$, viser det sig altsaa, at Middelhastigheden kan udtrykkes ved Størrelsen W . Bestemmes Ledningens Modstandscoefficient m ved Hjælp af den sidste Formel (41), idet vi sætte $B_1 = 0,354$, findes $m = 0,015$, som sees at være næsten den samme Størrelse, som svarer til Boileau's første Forsøgsrække.

To Aar efter at Darcy havde udført de ovenfor omtalte Forsøg, construerede Bazin i Aaret 1859 en lignende rektangulær Ledning, hvis Høide og Brede dog kun udgjorde $\frac{6}{10}$ af de Dimensioner, som Darcy havde anvendt; med denne Ledning, der altsaa havde en

Høide af $0,30^m$ og en Brede af $0,48^m$, udførtes ligeledes tre Rækker Forsøg over Strømhastigheden i de til Darcy's Forsøg svarende 45 Punkter.

Ved de tre Rækker af Forsøg, som Bazin saaledes udførte, vare Forholdene følgende:

$$\text{Vandspeilsfaldet} \dots \frac{h}{l} = 0,002733, = 0,006267, = 0,008800,$$

$$\text{Vandføringen} \dots Q = 0,129, = 0,191, = 0,233,$$

$$\text{samt Middelhastigheden } W = 0,896, = 1,326, = 1,618.$$

Benyttes Middeltallene af de observerede Værdier for $\frac{v}{W}$ i disse Forsøgsrækker for alle 45 Punkter, kan Resultatet, i Overensstemmelse med hvad der i det Foregaaende er angivet for den større Ledning, fremstilles i følgende

Tabel.

Vertical-afstand fra Axen	Horizontalafstand fra Axen								
	$0,222^m$	$0,198^m$	$0,152^m$	$0,066^m$	0	$0,066^m$	$0,152^m$	$0,198^m$	$0,222^m$
$0,132^m$	0,790	0,860	0,937	0,951	0,961	0,959	0,945	0,869	0,790
$0,066^m$	0,816	0,964	1,135	1,147	1,147	1,143	1,135	0,972	0,837
0	0,816	0,965	1,150	1,214	1,226	1,216	1,167	0,990	0,845
$0,066^m$	0,798	0,940	1,102	1,109	1,116	1,114	1,107	0,974	0,850
$0,132^m$	0,696	0,744	0,792	0,805	0,833	0,852	0,818	0,761	0,708

Ved at betragte denne Tabel vil man imidlertid snart overbevise sig om, at det er langt fra, at de heri opførte Forholdstal indbyrdes stemme saaledes overeens, som Tilfældet var med de til den større Ledning svarende Tal. Dette fremtræder, naar man sammenligner Værdierne, som ere opførte for de symmetrisk beliggende Punkter i enhver af de horizontale Rækker; men Uovereensstemmelsen viser sig dog størst, naar vi betragte de verticale Colonner, der næsten synes at tyde hen paa, at Strømhastigheden i Ledningens øvre Deel har været væsentligt større end i dens nedre Deel. Men havde Strømmen virkelig haft en saadan forskjellig Hastighed i den nedre og øvre Deel, maatte Ledningsmodstanden af Dækslet have været væsentlig mindre end Modstanden af Bunden, og i saa Tilfælde maatte For-

søgsledningen have manglet den Eensartethed, som var en nødvendig Betingelse for et paalideligt Resultat. Det er derfor mere rimeligt at antage, at Ledningen er udført med samme Grad af Omhu, som den større Ledning, og at Uoverensstemmelserne især hidrøre fra, at Ledningen var saa lille, at Unøjagtighed i Dybdemaalningen har været Anledningen til den tilsyneladende forskellige Hastighed i den øvre og nedre Deel; i denne Formodning bestyrkes man yderligere derved, at det netop er dette, som Bazin forudsætter, idet han simpelthen tager Middeltallene af alle de til de symmetrisk beliggende Punkter svarende Værdier for derved at udjevne Uoverensstemmelsen mellem Forsøgene indbyrdes. Resultatet af Forsøgene med denne mindre Ledning har Bazin derefter fremstillet saaledes som Figur IV paa Plan II angiver*), hvori $ABCD$ betegner et Tværsnit paa Ledningen, og $aaaa$, $bbbb$, $cccc$, $dddd$ og $eeee$ de Curver, i hvilke Vandstrømmen bevæger sig med Hastighederne $v = 0,8 \cdot W$, $= 0,9 \cdot W$, $= W$, $= 1,1 \cdot W$ og $= 1,2 \cdot W$.

Ved at betragte de forskellige Hastighedscurvers Beliggenhed vil det blive klart, navnlig naar Hensyn tages til Overensstemmelsen mellem de til samme Forsøgsrække svarende Forholdstal, at vi maae være berettigede til at antage Strømhastigheden i de tre midterste Punkter af enhver horizontal Række som ligestor, samt at vi tilmed, ligesom tidligere ved den større Ledning, tør regne paa, at Hastigheden i hele den mellemste Deel af Strømmen, indtil en Afstand af $0,15^m$ fra Ledningens Sideplaner, er ligestor for ligestore Afstande fra Bundfladen. Men betragte vi derhos de enkelte Forsøgs Resultater, findes tillige Strømhastigheden i det horizontale Midterplan saa nøie at svare til den Hastighed, som er observeret i samme Afstand fra Ledningens Bund i den midterste Deel af Strømmen, at vi i nærværende Tilfælde, ligesom ved den større Ledning, kunne antage, at for ligestore Afstande fra Ledningens Overflade er Strømhastigheden i det horizontale Plan, som kan lægges gjennem Ledningens Axe, ligestor med Hastigheden i den midterste Deel af Strømmen, som bevæger sig paa Ledningens Bund- eller Dækflade. Anvendes altsaa Formlen (25) paa den her omhandlede Ledning, idet vi ifølge Forsøgene regne paa, at til

$$x = 0, \quad = 0,066, \quad = 0,132,$$

har Hastigheden været: $v = 1,219 \cdot W$, $= 1,129 \cdot W$, $= 0,891 \cdot W$,

saa finde vi, efter de mindste Quadraters Methode, at Constanterne svarende til denne Ledning blive følgende:

$$V = 1,233 \cdot W, \quad v_0 = 0,813 \cdot W, \quad A = 0,420 \cdot W \quad \text{og} \quad m = 0,0180,$$

hvorefter Ligningen (25) kan fremstilles saaledes:

*) See Bazin's Værk, Plan XVIII. Fig. 9.

$$\frac{v}{W} = 1,233 - 0,420 \cdot \left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{3}{2}}, \text{ idet } H = 0,15^m.$$

Beregnes de forskellige Værdier af $\left(\frac{v}{W}\right)$, som efter denne Formel svare til:

$$x = 0, \quad = 0,042, = 0,066, = 0,108, = 0,132,$$

$$\text{saa finde vi: } \frac{v}{W} = 1,233, = 1,172, = 1,111, = 0,977, = 0,884,$$

$$\text{medens } \frac{v}{W} = 1,219, = 1,151, = 1,128, = 0,971, = 0,891$$

ere de Middelværdier, som Forsøgene med den mindre Ledning have givet, og efter den Nøjagtighedsgrad, som Forsøgsresultaterne fremvise, maae vi være berettigede til at betragte Afvigelserne mellem de observerede og beregnede Værdier som Iagttagelsesfeil.

Jeg skal ikke gaae ind paa en nærmere Undersøgelse angaaende Lovene for Vandets Bevægelse i den omhandlede mindre Ledning, fordi Forsøgene mangle den Grad af Nøjagtighed, som en saadan kræver, men skal blot bemærke, at Ledningsmodstanden synes at have været noget større ved denne Ledning end ved Darcy's Ledning. Hvad jeg derimod skal henlede Opmærksomheden paa er, at Bazin ved at borttage Dækslerne af de to omtalte Ledninger har udført Forsøg over Vandets Bevægelse i halvt fyldte Ledninger til Sammenligning med den Bevægelse, som finder Sted i heelt fyldte Ledninger, og at han derved, idet Observationerne over Strømhastigheden udførtes paa samme Maade og i de samme Punkter i Ledningerne, som naar Ledningerne vare heelt fyldte, er kommet til de Resultater, som efter ham ere angivne i Figurerne V og VI paa Plan II*).

Til en Oversigt over Strømforholdene i disse to Ledninger behøves det kun at bemærkes, at de angivne Curver *aa*, *bb*, *cc*, *dd* og *ee* fremstille Beliggenheden af de forskellige Strømelementer, som respective bevæge sig med Hastighederne:

$$v = 0,8 \cdot W, = 0,9 \cdot W, = W, = 1,1 \cdot W \text{ og } = 1,2 W.$$

Jeg skal først anføre, at Bazin under iøvrigt lige Strømningsforhold har udført 2de Rækker af Forsøg over de to Ledningers Vandføring, naar disse vare heelt og halvt fyldte. Ved den ene af disse Forsøgsrækker med den større Ledning har han fundet, at Vandmængden, som den halvt fyldte Ledning førte, var lidt *større* end Halvdelen af hvad den førte, naar den var heelt fyldt; ved den anden Forsøgsrække med den mindre Ledning fandt han derimod, at Vandmængden af den halvt fyldte Ledning var ubetydeligt *mindre* end Halvdelen af hvad den heelt fyldte førte. Da Afvigelsen i begge Tilfælde er saa lille, at den fuldstændigt ligger indenfor Iagttagelsesfeilenes Grændser, saa er det derved yderligere godtgjort, hvad jeg tidligere har omtalt, at Vandet i Ledningens nederste Halvdeel bevæger sig uden Paavirkning af Ledningens øverste Halvdeel, naar Ledningen er heelt

*) See Bazin's Værk Pl. XVIII. Fig. 8 og 10.

fyldt, hvoraf Bazin drager den rigtige Slutning, at den Modstand som Luften i stille Veir udøver paa en fritløbende Vandstrøm maa være overmaade ringe. Dernæst gjør han opmærksom paa den Forskjel, som Beliggenheden af Curverne med lige Hastighed viser for een og samme Ledning, eftersom denne er heelt eller kun halvt fyldt. Han fremhæver saaledes, at medens Curverne i første Tilfælde i det Væsentlige forme sig rectangulært efter Ledningen, saa antage de i de aabne og kun halvt fyldte Ledninger krumme Former, som istedetfor at skjære Vandspeilet under rette Vinkler skjære dette under spidse; dette viser sig især ved den større Ledning. Bazin gjør videre opmærksom paa, at af Curverne med lige Hastighed ligge de, som ere betegnede med Bogstaverne *c* og *d*, nærmere ved Bundplanen i den halvtfyldte Ledning end i den heeltfyldte Ledning, hvorimod det omvendte finder Sted med Curven *a*, medens Curven *b* omtrent beholder samme Beliggenhed i begge Tilfælde. Idet han dernæst henviser til Curvernes Form gjør han opmærksom paa, at i den aabne Ledning ere de Strømelementer, som løbe med størst Hastighed beliggende under Vandspeilet, og da Luftmodstanden er funden at være forsvindende lille, drager han endvidere den Slutning, at Aarsagen til de paaviste Forandringer maa søges deri, at Vanddelene i den heelt fyldte Ledning ere nødte til at bevæge sig som en samlet Masse, da Ledningens Eensartethed modsætter sig den hvirvlende Bevægelse, som viser sig paa Vandfladen i aabne Canaler.

En saadan Forklaring af det omhandlede Naturphænomen er meget utilfredsstillende; thi den siger kun, at det, uagtet de mange Forsøg, endnu er Bazin uklart paa hvilken Maade Vandet bevæger sig i aabne Ledninger. Forøvrigt er det meget sandsynligt, at de Vanddele, som bevæge sig umiddelbart ved Ledningens faste Overflade med Strømmens Hastighed paa den ene Side og under Paavirkning af den stillestaaende Ledning paa den anden, erholde en hvirvlende Bevægelse, saaledes som blandt Andet sees, hvor en stærk Strøm løber ud gennem en Sluse eller Broaabning i en stillestaaende Vandbeholdning; men at alle Vanddele af en samlet Strøm, der bevæge sig jevnside i samme Retning og med samme Hastighed, — thi Hastighedsforskjellen for de hinanden berørende Strømelementer er, som Darcy har viist, uendelig lille —, skulle bevæge sig fremad i uregelmæssige Baner og under et hvirvlende Løb, det er der aldeles ingen Grund til at antage, og det finder ganske vist heller ikke Sted i en regelmæssig Strøm.

For at gjøre det klart, hvorfra de Forskjelligheder hidrøre, som Curverne for halvt og heelt fyldte Ledninger vise, vil det være hensigtsmæssigt dels at sammenligne de to Systemer af Curver, som svare til halvt fyldte Ledninger, og som ere fremstillede i Figurerne V og VI, dels at betragte Figurerne IV og VI, der svare til Strømbevægelsen i den mindre Ledning under forskjellige Fyldningsgrader; derved vil man let overbevise sig om, at det er vanskeligere at paavise Overeensstemmelsen mellem Curverne for halvt fyldte Ledninger, hvor Loven efter Bazin's Mening skulde være den samme, end at paa-

vise Overeensstemmelsen mellem Curverne for den samme Ledning under de forskjellige Fyldningsgrader, hvor Loven efter Bazin skulde være forskjellig, skjøndt Overeensstemmelsen ligger klart for Dagen. Selv for den større Ledning vil Overeensstemmelsen mellem Curvene i Figurerne III og V blive indlysende, naar det erindres, at en Luftmodstand, som er saa lille, at den ingen kjendelig Indflydelse udøver paa Strømmens Vandføring, er istand til især i Nærheden af Vandspeilet at fremkalde den hele tilsyneladende betydelige Indflydelse paa Hastighedscurvernes Beliggenhed, som Figur V viser. Betænkes dette, saa bliver det formeentlig ogsaa klart, at den Tilbøielighed til at danne lukkede Curver, som Bazin omtaler, og som den større aabne Ledning peger hen paa, efter al Sandsynlighed kun har sin Grund i, at Luftmodstanden har gjort sig gjældende under Forsøget med den halvt fyldte Ledning, Fig. V, medens denne Modstand næsten fuldkommen har manglet under Forsøget med den mindre Ledning Fig. VI. Uagtet det saaledes staaer klart, at de Forandringer i Hastighedscurvernes Form og Beliggenhed, som vise sig ved aabne Ledninger, kunne være fremkaldte ved Luftens Modstand, lader det sig dog ikke let afgjøre, hvor stor en Deel af disse Afgigelser der skyldes Observationsfeil. Der er nemlig kun udført een Række af Forsøg med hver af de aabne Ledninger, medens der er udført 3de Rækker med hver af de lukkede Ledninger. Vil man danne sig et Begreb om, hvormeget man kan stole paa Resultaterne af en enkelt Række af Observationer, naar Spørgsmaalet er om at bestemme de sande Værdier af Hastighedsforholdet $\left(\frac{v}{W}\right)$ for en Samling af bestemte Punkter i en Strøm, behøver man blot at betragte de forskjellige Værdier, som baade Darcy, men navnlig Bazin har fundet ved Forsøgene med de lukkede Ledninger. Gjøres dette, finder man, at de enkelte Tal afvige saa betydeligt fra hinanden, at de begaaede Observationsfeil nødvendigviis have været meget store, og man vil derhos, ved at sammenligne Hastighedsforholdet for samme Punkt, baade for lukkede og aabne Ledninger, see, at Tallene svarende til de aabne Ledninger for en stor Deel ligge indenfor de Grændser, som Forsøgene med den lukkede Ledning have givet. Dette gjælder navnlig om den mindre Ledning og især i Nærheden af dens Overflade, men dog ogsaa for den større Ledning om end i ringere Grad. En saadan Sammenligning vil derhos vise, at man ved Hjælp af Forholdstallene for lukkede Ledninger vilde kunne construere Curver, der meget ligne dem, som efter Bazin's Forsøg ere angivne i Fig. V og Fig. VI for aabne Ledninger. At de saaledes construerede Curver vilde være urigtige for de lukkede og heelt fyldte Ledninger vide vi nu, da Middeltallene af flere Forsøg foreligge; men netop derfor bliver det meget tvivlsomt, hvorvidt Bazin ved en enkelt Række af Forsøg med hver af de aabne Ledninger er kommet til et paalideligt Resultat, og det bliver til Vished, at dette ikke er naaet, naar vi see hen til de Forskjelligheder, som Figurerne V og VI frembyde. Herpaa at grunde den Paastand, at Lovene for Vandets Bevægelse i aabne og i lukkede, heelt fyldte Led-

ninger ere ganske forskellige, saaledes som Bazin har søgt at vise Pag. 179—181 i hans *Recherches Hydrauliques*, er formeentlig ganske urigtigt.

Holde vi fast ved den af Bazin paaviste Kjendsgjærning, at naar den rectangulære Ledning er heelt fyldt med Vand, har den øverste Halvdeel af Strømmen samme Vandføring som den nederste, og at hver af disse to Halvdele netop have samme Vandføring, som den aabne, kun halvt fyldte Ledning, — saa følger deraf ligefrem, at den Vandstrøm, som bevæger sig i Ledningens nederste Halvdeel, er underkastet ligestore Ledningsmodstande, hvad enten Ledningen er heelt eller kun halvt fyldt af Vand. Da vi fremdeles vide, at Ledningsmodstandens Størrelse for hvert Element af Ledningens Overflade er proportional med Quadraten af den Strømhastighed, hvormed Vandet passerer det betragtede Element af Overfladen, saa er deraf fremdeles en Følge, at den samlede Ledningsmodstand af Ledningens nederste Halvdeel, der er ligestor enten Ledningen er heelt eller kun halvt fyldt, er repræsenteret ved Summen af alle Elementer af den nederste Halvdeel af Ledningens Overflade, hvert Element multipliceret med Quadraten af Strømmens Hastighed langs dette Element, hvilken Sum altsaa maa være den samme enten Ledningen er heelt eller kun halvt fyldt. Deraf følger ligefrem, at det er umuligt, at Strømhastigheden for alle de Dele, som ligge nærmest ved Ledningens Overflade, kan have været mindre for Ledningerne, naar disse vare halvt fyldte, end naar de vare heelt fyldte, hvad Bazin synes at antage, og desuden, at hvis Hastighedsforholdene virkelig vare forskjelligt fordeelte, naar Ledningen er aaben og naar den er lukket, saa maatte Fordelingen dog være en saadan, at Summen af alle Overflade-Elementers Modstande blev ligestor i begge Tilfælde. Som en Følge heraf kunde altsaa Strømforholdene ikke være anderledes forskellige, end at Vandet lige let maatte kunne følge enhver af de Love, som Bazin har søgt at paavise for heelt og for halvt fyldte Ledninger. Da Vandet i det ene Tilfælde (ved heelt fyldte Ledninger) vides at følge den Lov, som er antydnet i Figurerne III og IV, og desuden, at det i det andet Tilfælde kan følge samme Lov med samme Lethed, som det kan følge den derfra forskellige Lov, hvortil Bazin henviser, saa er det formeentlig urigtigt at antage, at de Forskjelligheder, som Hastighedscurve for halvt fyldte Ledninger vise, forsaavidt de ikke hidrøre fra Observationsfeil, skyldes nogen anden Aarsag end den svage Virkning, som udgaaer fra det frie Vandspeil.

Jeg betragter det altsaa som værende udenfor al Tvivl, at Vandstrømmen i den nederste Halvdeel af enhver af de undersøgte Ledninger i alt Væsentligt bevæger sig paa samme Maade enten Ledningen er heelt eller kun halvt fyldt, og at de Forskjelligheder, som Curverne antyde, have deres Grund i de smaa Modstande, som hidrøre fra det frie Vandspeil, hvad enten det nu er selve Vandspeilet, Luften, eller begge i Forening, som foranlediger disse Forskjelligheder i Curvernes Form og Beliggenhed. Men naar saa smaa Modstande, som de, hvorom der her er Tale, kunne frembringe saa mærkelige Forskjellig-

heder i Hastighedscurvernes Form, som Bazins Forsøg vise, navnlig for de Dele af Strømmen, hvor Hastigheden er størst, altsaa i Nærheden af det frie Vandspeil, saa er det aabenbart, at den lille Modstand, som Nedsænkningen af det benyttede Maaleapparat i Strømmen maa have fremkaldt, kan have givet Anledning til en Deel af de Forskjelligheder, som Bazin har fundet ved sine Forsøg.

Der staaer herefter kun tilbage at paavise, at det ligger i Forholdenes Natur, at ganske smaa Modstande, som virke paa det frie Vandspeil af en Strøm, maae kunne fremkalde mærkelige Forandringer i Beliggenheden og Formen af de Hastighedscurver, som ligge nærmest ved Vandspeilet og bevæge sig med størst Hastighed. For at vise dette, ville vi betragte Vandets Bevægelse i en Strøm paa en plan Flade med Faldet $\frac{h}{l}$, idet Strømmens Vandspeil løber parallelt med Bundplanen. For en Brede af Strømmen = 1 vil den bevægende Kraft af hele Strømmen være fremstillet ved:

$$g \frac{h}{l} \varrho \cdot H,$$

hvor H betegner Strømmens Dybde og ϱ Vandets Tæthed; da Vandstrømmen løber med constant Hastighed, fremstiller:

$$g \frac{h}{l} \varrho \cdot H$$

tillige hele Modstanden, som Ledningens Bund udøver.

For den øverste Deel af denne Strøm indtil Dybden x under Vandspeilet, vil den bevægende Kraft paa samme Maade være fremstillet ved:

$$g \frac{h}{l} \varrho \cdot x,$$

der altsaa tillige betegner den hele Modstand, som den underliggende Vandmasse udøver mod den overliggende Strøms Bevægelse. De Vanddele, som befinde sig i Dybden x under Vandspeilet, lide altsaa paa Grund af den egentlige Ledningsmodstand en Modstand, som er udtrykt ved:

$$g \frac{h}{l} \varrho \cdot x.$$

En tilfældig Modstand i Dybden x , som vi ville betegne med m , vil altsaa forøge Reactionen til $\left(g \frac{h}{l} \varrho \cdot x + m\right)$, og da den bevægende Kraft vedblivende er: $g \frac{h}{l} \varrho \cdot x$, saa er det klart, at Modstanden m maa formindske Hastigheden i Dybden x af Strømmen. Men den Forandring i Hastighed, som Modstanden m fremkalder, beroer som man seer ikke blot paa Størrelsen af den tilfældige Modstand m , men tillige paa Størrelsen x , og det navnlig saaledes, at Indflydelsen af den samme Modstand m vil være desto større jo mindre x er. Heraf indsees, at enhver nok saa lille Modstand, som fremtræder i den Deel af Strømmen,

hvor Hastigheden er størst, maa kunne fremkalde en mærkelig Indflydelse paa Hastigheds-curvernes Form og Beliggenhed, samt at Forandringen bliver desto svagere jo dybere i Strømmen Modstanden indtræder. At denne Virkning maa vise sig tydeligst i aabne Ledninger, hvor Strømmen ikke er bunden til at bevæge sig nøiagtigt med samme Tværnsnit-areal, men tværtimod med Lethed kan bevirke smaa Hævninger og Sænkninger af Vandspeilet, er indlysende; det Anførte vil saaledes være tilstrækkeligt til at forstaae, hvorfra de forskjellige større og mindre Uregelmæssigheder hidrøre, som Bazin's talrige Forsøg, med aabne Ledninger, fremvise.

Efter saaledes i det Foregaaende at have paaviist, at baade Boileau's, Darcy's og Bazin's Forsøg over Vandets Bevægelse i forskellige Ledninger bekræfte Rigtigheden af den af mig fremstillede Theori af Strømforholdene, skal jeg dog endnu henlede Opmærksomheden paa de tidligere omtalte, af General-Inspecteur Brunings i Slutningen af det forrige Aarhundrede udførte storartede Maalninger af Strømhastigheden i forskellige Floder, navnlig Rhinen og Waal m. fl. Vistnok ere Brunings Maalninger i det Hele taget temmelig ufuldkomne paa Grund af mangelfulde Maaleapparater; men de have paa den anden Side den Fordeel, at de ere udførte i Strømme af usædvanlige store Dybder og i et usædvanligt stort Antal for hver enkelt af de perpendicularære Linier, hvori Strømhastigheden er bestemt; begge disse Omstændigheder gjøre det derfor muligt alligevel at uddrage værdifulde Resultater af disse Undersøgelser.

Det vil ikke være nødvendigt at betragte alle de Strømmaalninger, som Brunings har udført, og som findes i Wiebekings & Krönckes Allgemeine Wasserbaukunst Pag. 352—378; det vil være nok at betragte nogle af disse Resultater, og navnlig saadanne, som svare til Vandets Bevægelse i en Deel af de dybe Strømme, som ere undersøgte i Rhinen, i den pannerdenske Canal samt i Waal; disse Maalninger ville være tilstrækkelige til at vise, at den sidste Formel (25), som kan skrives:

$$v = V - A \cdot x^{\frac{3}{2}}, \text{ idet } A = \frac{4,8 \cdot \sqrt{m} \cdot v_0}{H^{\frac{3}{2}}} \dots \dots \dots (42)$$

ogsaa gjælder for dybe Strømme.

Maalningerne over Strømhastigheden ere udførte i en Række af Perpendicularærer for hvert enkelt undersøgt Tværnsnit, og i disse perpendicularære Linier er Hastigheden bestemt fra Overfladen indtil Bunden for hver halv Fods Dybde. Strømhastigheden er angivet i Hele og Brøker af Duodecimaltommer; men for Kortheds Skyld anføres her kun Hastigheden for hver Fods Dybde under Vandspeilet i hele Tal i efterfølgende Tabel.

Tabel over Resultaterne af Brunings Maalinger af Vandets Hastighed i forskellige Punkter af 20 perpendicularære Linier (Lodlinier) henhørende til forskellige Tværsnit paa de undersøgte Strømme: Rhinen, den pannerdenske Canal og Waal. Strømhastigheden er udtrykt i Tommer.

	Rhinen.								Canalen.			Waal.								
Lodliniernes Nr.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Dybde under Vandspeilet i Fod	(Strømhastigheden i selve Vandspeilet er ikke observeret.)																			
1	57	53	51	51	57	61	61	61	58	71	67	62	64	71	65	58	62	61	60	57
2	54	50	52	48	59	62	61	62	59	67	65	62	62	70	65	57	61	59	60	55
3	57	51	51	48	55	58	56	62	58	65	65	60	62	67	65	55	61	60	61	54
4	53	51	50	47	55	54	59	61	59	64	64	58	64	70	66	53	61	61	61	54
5	53	48	48	40	54	55	53	59	58	65	63	57	64	69	64	54	59	60	59	53
6	51	50	48	42	51	53	53	61	57	65	63	57	61	68	62	53	57	59	54	51
7	50	42	45	45	50	55	54	57	54	62	61	57	60	68	60	53	55	59	55	51
8	49	42	43	44	49	53	51	57	54	62	61	56	61	67	59	53	55	57	55	48
9	49	39	42	39	45	50	52	57	54	61	60	55	60	65	61	53	54	56	53	51
10	47	37	43	38	44	45	54	59	54	57	57	55	59	62	60	51	53	59	57	48
11	43	38	38	38	42	45	53	54	51	59	48	53	55	60	59	50	54	54	52	47
12	58	35	34	40	38	46	48	54	47	51	45	51	54	61	58	49	52	53	52	44
13	36	38	42	49	51	47	54	59	56	45	53	51	51	45
14	31	..	42	47	53	45	51	60	55	43	50	51	48	44
15	41	44	53	45	51	53	54	42	47	50	47	39
16	45	51	44	50	55	52	39	48	48	44	36
17	44	45	39	48	53	48	38	44	44	41	..
18	42	37	44	51	50	36	39	36
19	37	50	45	..	32	34
20	44
21	38
22	34
Strømmens Dybde i Fod =	13½	13½	13½	15½	15	16	19	19	13½	13½	13	19	20½	20½	23	19	20½	20	18	17

Naar de i denne Tabel angivne sammensvarende Værdier for Strømningshastigheden og Strømningsdybden efterhaanden indsættes i Formlen (42) istedetfor v og x , fremkommer derved et Antal af numeriske Ligninger for hver enkelt af de undersøgte Lodlinier, hvoraf de tilsvarende Constanter kunne bestemmes efter de mindste Quadraters Methode.

Betegne vi altsaa for en hvilkenksomhelst af de 20 Lodlinier de observerede Hastigheder svarende til Dybderne $x = 1, 2, 3, \dots, n$ Fod ved $v_1, v_2, v_3, \dots, v_n$, saa have:

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= V - A \cdot 1^{\frac{3}{2}} \\ v_2 &= V - A \cdot 2^{\frac{3}{2}} \\ v_3 &= V - A \cdot 3^{\frac{3}{2}} \\ v_4 &= V - A \cdot 4^{\frac{3}{2}} \\ &\dots \\ &\dots \\ v_n &= V - A \cdot n^{\frac{3}{2}} \end{aligned} \right\}$$

hvoraf følger efter de mindste Qvadraters Methode:

$$\left\{ \begin{aligned} (v_1 + v_2 + v_3 + \dots + v_n) &= n \cdot V - A (1^{\frac{3}{2}} + 2^{\frac{3}{2}} + 3^{\frac{3}{2}} + \dots + n^{\frac{3}{2}}) \text{ og} \\ (1^{\frac{3}{2}} \cdot v_1 + 2^{\frac{3}{2}} \cdot v_2 + 3^{\frac{3}{2}} \cdot v_3 + \dots + n^{\frac{3}{2}} \cdot v_n) &= (1^{\frac{3}{2}} + 2^{\frac{3}{2}} + \dots + n^{\frac{3}{2}}) V - A (1^3 + 2^3 + \dots + n^3), \end{aligned} \right.$$

hvoraf Constanterne V og A bestemmes.

For at simplificere Beregningen anvender jeg imidlertid her den approximative Qvadratmethode, som bestaaer i, at man istedetfor at benytte Factorerne $1^{\frac{3}{2}}, 2^{\frac{3}{2}}, \dots, n^{\frac{3}{2}}$ til Dannelsen af den sidste af ovenstaaende Ligninger benytter visse simplere Tal, som med tilstrækkelig Grad af Tilnærmelse kunne sættes istedetfor Tallene $1^{\frac{3}{2}}, 2^{\frac{3}{2}}, 3^{\frac{3}{2}}, \dots, n^{\frac{3}{2}}$. Betegnes disse Tal ved $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$, blive de to Ligninger, hvoraf V og A skulle bestemmes følgende:

$$\left\{ \begin{aligned} (v_1 + v_2 + v_3 + \dots + v_n) &= n \cdot V - A (1^{\frac{3}{2}} + 2^{\frac{3}{2}} + 3^{\frac{3}{2}} + \dots + n^{\frac{3}{2}}) \text{ og} \\ (a_1 v_1 + a_2 v_2 + \dots + a_n v_n) &= (a_1 + a_2 + \dots + a_n) V - A (a_1 \cdot 1^{\frac{3}{2}} + a_2 \cdot 2^{\frac{3}{2}} + \dots + a_n \cdot n^{\frac{3}{2}}). \end{aligned} \right.$$

Ved den her antydede Beregning har jeg kun benyttet det Antal af Tædere, som findes i Tallene $1^{\frac{3}{2}}, 2^{\frac{3}{2}}, 3^{\frac{3}{2}}, \dots, n^{\frac{3}{2}}$, som Coefficienter ($a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$) i den sidste af ovenstaaende Ligninger, fordi man efter Forsøgenes Nøjagtighedsgrad ikke tør gjøre Regning paa at komme Sandheden væsentlig nærmere ved Benyttelsen af mere nøjagtige Værdier for $a_1, a_2, a_3, \dots, a_n$; naar Beregningen derefter udføres, erholdes de i efterfølgende Tabel angivne Tal for de enkelte Lodlinier:

Lodliniernes		Største Hastighed V	Mindste Hastighed v_0	Constanten A	Modstands- coefficienten \sqrt{m}
Nummer	Dybde				
1.	13½ Fod	57,05 Tom.	58,24 Tom.	0,379	0,103
2.	13½ —	53,17 —	50,24 —	0,462	0,158
3.	13½ —	52,89 —	52,74 —	0,406	0,128
4.	15 —	48,59 —	51,60 —	0,289	0,111
5.	15 —	58,51 —	51,67 —	0,462	0,177
6.	16 —	60,02 —	56,60 —	0,366	0,133
7.	19 —	58,72 —	40,25 —	0,223	0,096
8.	19 —	62,89 —	44,17 —	0,226	0,088
9.	13½ —	59,86 —	47,40 —	0,251	0,055
10.	13½ —	68,89 —	51,42 —	0,352	0,071
11.	13½ —	68,54 —	45,26 —	0,469	0,107
12.	19 —	62,40 —	56,56 —	0,312	0,147
15.	20½ —	65,52 —	40,08 —	0,275	0,133
14.	20½ —	71,45 —	46,85 —	0,266	0,110
15.	23 —	67,24 —	57,46 —	0,270	0,166
16.	19 —	57,95 —	55,52 —	0,273	0,133
17.	20½ —	62,54 —	56,18 —	0,285	0,152
18.	20 —	63,51 —	57,57 —	0,290	0,144
19.	18 —	61,18 —	41,78 —	0,254	0,097
20.	17 —	56,00 —	56,80 —	0,274	0,109

Ved efterhaanden at indsætte disse Værdier for V og A i Formlen (42) og derefter beregne de Værdier af v , som svare til $x = 1, 2, 3 \dots$ Fod, vil man finde, at de beregnede Hastigheder ere saa nær overensstemmende med de observerede, som det paa Grund af Forsøgenes Ufuldkommenhed paa nogen Maade kunde ventes; saaledes vise ogsaa Brunings Undersøgelser, at den opstillede Theori bekræftes af Naturen.

Betragte vi de fundne Værdier for \sqrt{m} svarende til forskellige Punkter af de undersøgte Strømme, sees det, at \sqrt{m} varierer fra Sted til andet indenfor visse Grændser, men forøvrigt uden at vise Spor af Afhængighed, hverken af Hastigheden eller Strømdybden. Vi see fremdeles, at Coefficienten \sqrt{m} i det Hele taget er en Deel større ved alle disse Strømme end ved de tidligere undersøgte regelmæssige Ledninger af Træ, Steen, Jern o. desl., selv naar disse findes belagte med Bundfald; men vi see tillige, at Modstanden i disse Floder og Strømme dog ikke er større end det maatte formodes, idet

der blandt de fundne Værdier for \sqrt{m} findes flere, som ere mindre end de, der svare til Vandets Bevægelse i Ledninger med Bundfald. Dette viser sig navnlig for den pannerdanske Canal, hvis Bund aabenbart har været jevnere end de øvrige Strømmes Bund, som rimeligviis have frembudt mange Uregelmæssigheder, saavel Fordybninger som fremspringende Forhindringer mod Vandets frie Løb.

Sammenlignes Værdierne for \sqrt{m} svarende til Rhinen og Waal, viser det sig, at den høiere Grændse omtrent er den samme i begge, og indtil videre troer jeg at turde sætte Grændsen for $\sqrt{m} = 0,16$. Vi see fremdeles, at Middeltallene, som for Rhinen er $\sqrt{m} = 0,124$ og for Waal er $\sqrt{m} = 0,132$ komme hinanden saa nær, at vi udentvill ikke ville begaae nogen stor Feil ved for begge disse Floder som Middeltal for Modstandscoefficienten (m) at sætte $m = 0,016$; medens Grændsen for m maa sættes lig 0,025.

Betænkes det, at Flodbunden i begge disse Strømme var gennemtrængt af stillestaaende Vand, samt fuld af større og mindre Ujevnheder, og af Fordybninger fyldte med Vand, som paa Grund af fremspringende Forhøininger i Bunden ikke kunde deeltage i den fremskridende Strømning, der kun bevirkede, at det i Fordybningerne staaende Vand sattes i rullende Bevægelse, troer jeg ikke at feile meget ved at antage, at Ledningsmodstanden i disse Floder maa nærme sig meget til den Grændseværdi, som fremtræder, hvor en Overfladestrøm løber hen over et stillestaaende Vand, hvis Dele paa samme Maade sættes i en rullende Bevægelse uden at følge Strømmens Løb. Som Følge heraf sætter jeg Grændsen for Modstanden ved en Vandstrøm:

$$m \cdot v_0^2 = 0,025 \cdot v_0^2 \dots\dots\dots (43)$$

og den Modstandskraft, som paavirker hver Masse-Eenhed af en saadan Strøm, kan da efter Formlen (10) fremstilles ved:

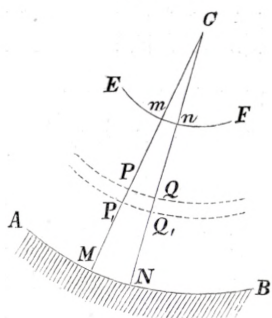
$$g \frac{h}{l} = 0,025 \cdot \frac{v_0^2}{H} \dots\dots\dots (44)$$

Idet jeg saaledes omstændeligt troer at have paaviist, at alle mig bekjendte Erfaringer angaaende Vandets Bevægelse i Strømme med constant Hastighed, bekræfte Rigtigheden af den opstillede Theori, skal jeg blot bemærke, at denne omstændelige Behandling af de bekjendte Strømningsforhold har sin Grund i, at jeg, forinden jeg byggede videre paa Theorien, ønskede at gjøre det fuldkommen klart, at denne i det Hele taget tør betragtes som correct.

Jeg gaer nu videre for at søge at bestemme Lovene for Vandets Bevægelse i Strømme, hvis Hastighed varierer med Længden af den gjennemløbne Bane, hvorved jeg dog vil indskrænke mig til alene at betragte permanente Strømme, hvori Vandet uaf-

hængigt af Tiden stedse bevæger sig under de samme Forhold i et hvilket som helst Punkt af Ledningen. For at simplificere denne Undersøgelse ville vi desuden antage Ledningens Tværnsnitsform at være en saadan, at alle Dele af Strømmen, som ligge i samme Afstand fra Ledningens Overflade, bevæge sig med samme Hastighed i et vilkaarligt Tværnsnit, som vi betragte; thi da ville alle de Strømelementer, som bevæge sig under Paavirkning af det samme Element af Ledningens Overflade, være beliggende mellem de to paa hinanden følgende Normaler, der begrænse det nævnte Element af Ledningens Overflade.

Fig. VII.



Lad det vilkaarlige Tværnsnit paa Ledningen være betegnet ved hosstaaende Figur VII, hvori $AMNB$ betegner den givne Lednings Overflade, $AEFB$ Vandstrømmen, som bevæger sig paa denne Ledning, og $EmnF$ det frie Vandspeil eller den Hastighedscurve, der svarer til den største Hastighed, som vi betegne med V . $CM = CN = R$ fremstiller dernæst tvende paa hinanden følgende Normaler til Ledningens Overflade, hvilke altsaa fuldstændigt begrænse den Deel $MmnN$ af den betragtede Strøm, som bevæger sig paa den uendelig lille Deel MN og alene er paavirket af den Ledningsmodstand som skyldes MN . Af det hele Strømelement $MmnN$, som bevæger sig paa MN , ville vi betragte et vilkaarligt Element $PQ Q_1 P_1$, hvis Hastighed er v , og som antages at ligge i Afstanden $CP = CQ = r$ fra Punktet C , medens den ved $EmnF$ betegnede Elementoverflade, som har Hastigheden V , ligger i Afstanden $Cm = Cn = \alpha$ fra Punktet C . Betegne vi fremdeles Heldningsvinklen imellem de to paa hinanden følgende Normaler OM og CN ved $d\theta$, saa kan Tværnsnitsarealet $PQ Q_1 P_1$ af det uendeligt lille Strømelement i Afstanden r fra Punktet C fremstilles ved: $r dr d\theta$; betegnes Fluidets Tæthed ved ρ , kan dets Masse for en Længde - Eenhed fremstilles ved:

$$\rho \cdot r dr d\theta.$$

Antage vi dernæst, at Strømmen, naar den naaer det betragtede Tværnsnit, har gennemløbet en Længde $= l$, og at Vandspeilet samtidigt har sænket sig igjennem Høiden u , saa kan Vandspeilets Fald i det betragtede Tværnsnit fremstilles ved: $\frac{du}{dl}$; betegnes endvidere Tyngdekraften ved g , kan den fra samme hidrørende bevægende Kraft for det betragtede Masse-Element fremstilles ved:

$$g \frac{du}{dl} \cdot \rho r dr d\theta.$$

Denne Kraft, som virker i Strømmens Retning, er dog ikke den eneste, som paavirker det betragtede Masse-Element i det omtalte Tværnsnit; thi dels glider Strømelementet $PQ Q_1 P_1$ paa den underliggende Vandmasse $P_1 Q_1 NM$, som har en mindre Hastighed end $PQ Q_1 P_1$, hvorved det paavirkes af en Reaction, som skyldes $P_1 Q_1 NM$'s

Modstand imod $PQ Q_1 P_1$'s Forskydning, og deels virker Strømelement $PQ Q_1 P_1$ reagerende paa den overliggende Vandmasse $PQnm$, som bevæger sig hen over Elementet $PQ Q_1 P_1$ med en større Hastighed, hvorved Elementet $PQ Q_1 P_1$ drives fremad med en tilsvarende Kraft.

Naar vi betegne Strømhastigheden for Strømelementet $PQ Q_1 P_1$, der ligger i Afstanden r fra Punktet C , med v , og endvidere Hastigheden for det underliggende Element, der ligger i Afstanden $(r + dr)$ fra C , med v_1 , samt Hastigheden for det overliggende Element, i Afstanden $(r - dr)$ fra Punktet C , med v' , saa kan man fremstille Hastigheds-tilvæksten i Forhold til Tilvæksten af r

umiddelbart under Elementet $PQ Q_1 P_1$ ved: $\left(\frac{v - v_1}{dr}\right) = -\left(\frac{dv}{dr} + \frac{d^2v}{dr^2} \cdot \frac{dr}{2} + \dots\right)$ og

— over — — — $\left(\frac{v' - v}{dr}\right) = -\left(\frac{dv}{dr} - \frac{d^2v}{dr^2} \cdot \frac{dr}{2} + \dots\right)$.

Men da Reactionen, som opstaaer imellem det betragtede Element $PQ Q_1 P_1$ og ethvert af de consecutive Elementer, er proportional *deels* med Qvadratet af Hastighedsforholdet, *deels* med Berøringsfladens Størrelse saavel som med Fluidets Tæthed, saa vil den drivende Kraft, som skyldes den overliggende Vandmasse, være proportional med:

$$\left(\frac{v' - v}{dr}\right)^2 \cdot r d\theta \cdot \rho = \left(\left(\frac{dv}{dr}\right)^2 - \frac{dv}{dr} \frac{d^2v}{dr^2} \cdot dr + \dots\right) \cdot r d\theta \cdot \rho,$$

medens den retarderende Kraft, som skyldes det underliggende Strømelement, bliver proportional med:

$$\begin{aligned} \left(\frac{v - v_1}{dr}\right)^2 (r + dr) d\theta \cdot \rho &= \left(\left(\frac{dv}{dr}\right)^2 + \frac{dv}{dr} \frac{d^2v}{dr^2} \cdot dr + \dots\right) r d\theta \cdot \rho \\ &+ \left(\left(\frac{dv}{dr}\right)^2 \cdot dr + \dots\right) d\theta \cdot \rho. \end{aligned}$$

Subtrahere vi det første fra det sidste af disse Udtryk, erholdes:

$$\left(\frac{v - v_1}{dr}\right)^2 (r + dr) d\theta \cdot \rho - \left(\frac{v' - v}{dr}\right)^2 \cdot r d\theta \cdot \rho = \frac{d \cdot r \left(\frac{dv}{dr}\right)^2}{dr} \cdot dr d\theta \cdot \rho,$$

idet vi udelade de Led, som ere uendelig smaa i Sammenligning hermed. Med denne Størrelse maa altsaa den retarderende Kraft, som virker paa $PQ Q_1 P_1$, og som hidrører fra Vanddelenes indbyrdes Friction, være proportional. Betegnes den hele retarderende Kraft, der virker paa en Masse-Eenhed af det betragtede Strømelement $PQ Q_1 P_1$ ved φ , saa kan den *bevægende Kraft*, som virker paa det betragtede Strømelement i Retning af Strømmens Bane, og som skyldes Vanddelenes Modstand mod Forskydning, fremstilles ved:

$$-\varphi \cdot r dr d\theta \cdot \rho = -\mu \cdot \frac{d \cdot r \left(\frac{dv}{dr}\right)^2}{dr} \cdot dr \cdot d\theta \cdot \rho, \dots \dots \dots (45)$$

naar vi ved μ betegne en positiv Størrelse, der afhænger af Vædskens Natur, men er uafhængig af Strømtraadens Plads, altsaa af r og θ .

Ved at addere denne Kraft til den, som hidrører umiddelbart fra Tyngden, erholder man den hele bevægende Kraft, som en Længde-Eenhed af den betragtede Vanddeel $PQ Q_1 P_1$ er underkastet efter Forløbet af Tiden t , da Punktet befinder sig i Afstanden l fra Ledningens Begyndelsespunkt, fremstillet ved:

$$\left(g \frac{du}{dl} - \varphi\right) r dr d\theta \cdot \rho,$$

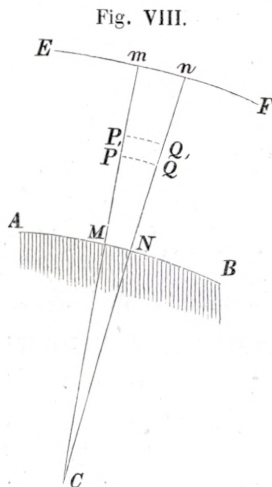
og den accelererende Kraft, som i det betragtede Punkt virker til Bevægelse i Strømmens Retning paa en Masse-Eenhed af Strømmen, kan følgelig fremstilles saaledes:

$$\left(g \frac{du}{dl} - \varphi\right).$$

Ligningen for Vandets Bevægelse i den betragtede Strømtraad, kan derfor, ifølge en bekendt Sætning i Mechaniken, fremstilles saaledes:

$$\left. \begin{aligned} v dv &= g du - \varphi dl, \\ \text{idet } \varphi &= \frac{\mu}{r} \cdot \frac{d.r \left(\frac{dv}{dr}\right)^2}{dr} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (46)$$

Efter saaledes at have fremstillet Ligningen for et Strømelements Bevægelse langs ad den concave Side af en Ledning, ville vi undersøge, hvorledes Forholdet stiller sig, naar Strømmen bevæger sig paa Ledningens convexe Side, saaledes som angivet i hestaaende Figur VIII, hvori $AMNB$ betegner Ledningens Overflade, og $EmnF$ Strømmens Vandspeil eller den Curve, hvori Vandet har størst Hastighed. Naar vi ligesom før antage, at de forskjellige Hastighedscurver ere jevntløbende med Ledningens Overflade, saa ville alle Strømelementer, som bevæge sig under Paavirkning af det uendeligt lille Overflade-Element MN , være begrændsede af Normalerne CMm og CNn til de to Punkter M og N ; sættes Ledningens Krumningsradius $CM = CN = R$, $CP = CQ = r$ og $Cm = Cn = \alpha$, kan Tværsnitsarealet af den uendelig lille Strømtraad $PQ Q_1 P_1$ fremstilles ved $r dr d\theta$, og Massen af en Vanddeel, der gennemløber denne Strømtraad, for Eenhed af Længde fremstilles ved: $\rho \cdot r dr d\theta$, idet $d\theta$ betegner Heldningsvinklen MCN og ρ er Fluidets Tæthed.



Den fra Tyngden hidrørende bevægende Kraft er følgelig udtrykt ved:

$$g \frac{du}{dl} \rho r dr d\theta,$$

naar Vandspeilets Fald i det betragtede Tværsnit i Afstanden l fra Begyndelsespunktet ligesom tidligere sættes $= \frac{du}{dl}$. Ved dernæst, som i foregaaende Tilfælde, at anstille en Betragtning over Reactionens Indflydelse, findes let, at denne Modstand for det betragtede Element af Strømmen kan fremstilles saaledes:

$$\varphi \cdot \rho r dr d\theta = - \mu \cdot \frac{d \cdot r \left(\frac{dv}{dr} \right)^2}{dr} \cdot \rho dr d\theta,$$

idet μ er en positiv Størrelse, der har samme Betydning, som i det tidligere Tilfælde. Heraf findes da Loven for Vandets Bevægelse paa samme Maade som ved Formlen (46) at kunne skrives:

$$\left. \begin{aligned} v dv &= g \cdot du - \varphi \cdot dl, \\ \text{idet } \varphi &= - \frac{\mu}{r} \cdot \frac{d \cdot r \left(\frac{dv}{dr} \right)^2}{dr} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (47)$$

For nærmere at bestemme Betydningen af den Størrelse μ , som indgaaer i Formlerne (46) og (47), behøve vi blot at betragte det specielle Tilfælde, hvor Strømmen bevæger sig i en cylindrisk Ledning under et Vandspeil, som er parallelt med Ledningens Overflade, der antages at have et Fald h paa Længden l ; thi for dette Tilfælde er:

$$dv = 0 \text{ og } \frac{du}{dl} = \frac{h}{l}, \text{ og altsaa ifølge (46):}$$

$$\varphi = g \frac{h}{l} = \frac{\mu}{r} \cdot \frac{d \cdot r \left(\frac{dv}{dr} \right)^2}{dr}.$$

Sammenligne vi denne Ligning med Formlen (20), som er gjældende for dette Tilfælde og som, ved at multipliceres med r og derpaa differentieres med Hensyn til r , giver:

$$g \frac{h}{l} = g \mu_0 \frac{R^2 - \alpha^2}{2R} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d \cdot r \left(\frac{dv}{dr} \right)^2}{dr},$$

saa fremgaaer deraf, at Størrelsen μ , som indgaaer i Formlerne (46) og (47), ganske i Almindelighed er bestemt ved den tidligere Formel (19), forudsat, at man deri iagttager at sætte $(\alpha^2 - R^2)$ istedetfor $(R^2 - \alpha^2)$ i de Tilfælde hvor $\alpha > R$.

Herved skal fremdeles bemærkes, at ligesom Formlen (20) kan udvides til at gjælde for Ledninger, der vende den convexe Side imod Strømmen, ved at give α Værdier, som ere større end R , saaledes vil ogsaa Formlen (46) forvandle sig til Formlen (47), naar for μ indsættes Udtrykket (19), idet α betragtes som større end R ; som Følge deraf

behøve vi ikke i det Følgende særligt at betragte Formlen (47), da den er indbefattet under Formlen (46).

Naar Ledningens Form er given, og Strømforholdene ere permanente for hvert enkelt Punkt i Ledningen, saa ere alle Størrelserne R , α og μ at betragte som Functioner af Ledningens Længde l fra Begyndelsespunktet indtil det betragtede Tværsnit, hvor den vilkaarlige Vanddeel befinder sig efter i Tiden t at have gennemløbet Længden l , hvilke Functioner i Reglen uden Vanskelighed kunne bestemmes i forekommende Tilfælde, hvad vi senere skulle see.

Det Problem, som nu foreligger til Løsning er, at bestemme det fuldstændige Integral, som svarer til den partielle Differentialligning (46); istedetfor ligefrem at indlade os paa dette betænkelige Arbejde, ville vi foreløbigt henvende Opmærksomheden paa et herunder indbefattet specielt Tilfælde, fordi en Betragtning deraf formentlig kan lede os ind paa et Spor, som vil føre til Løsningen af den foreliggende Opgave, uden at vi behøve at integrere Ligningen (46) i dens hele Almindelighed.

Af Formlen (46) følger, at naar Hastigheden v af det vilkaarlige Strømelement er constant, saa er:

$$\varphi = g \cdot \frac{du}{dl} = g\mu_0 \cdot \frac{R^2 - \alpha^2}{2R} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d.r \left(\frac{dv}{dr} \right)^2}{dr},$$

hvoraf fremgaaer, at naar Ledningen gennemløbes af en Strøm, hvis Tværsnitsareal er constant, saa er, selv om Strømmen møder forskjellig Modstand mod Vandets Bevægelse langs ad Ledningen, Reactionen ligestor for alle de enkelte Strømelementer i det vilkaarlige Tværsnit, som vi betragte, idet denne Modstandskraft for et hvilket som helst Strømelement er $= g \frac{du}{dl}$.

Da denne Modstandskraft ifølge Formlen (10) kan fremstilles ved:

$$\varphi = \frac{mv_0^2}{\frac{R^2 - \alpha^2}{2R}}$$

er det klart, at naar Strømhastigheden er constant langs igjennem Ledningen, saa kan Formlen (46) fremstilles saaledes:

$$\frac{mv_0^2}{\frac{R^2 - \alpha^2}{2R}} = g\mu_0 \cdot \frac{R^2 - \alpha^2}{2R} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d.r \left(\frac{dv}{dr} \right)^2}{dr} \dots \dots \dots (48)$$

Af det her betragtede Tilfælde lære vi, at naar den drivende Kraft $g \cdot \frac{du}{dl}$ er den samme for alle Punkter af det vilkaarlige Tværsnit, vi betragte, saa er ogsaa Modstandskraften

ligestor i alle Punkter af det samme Tværsnit, og fremdeles, at hvis den drivende Kraft er en Function af Coordinaterne til det betragtede Strømelement i det nævnte Tværsnit, saa maa ogsaa Reactionen være en Function af disse Coordinater, da Hastigheden af det betragtede Strømelement er constant.

Men derved ledes vi naturligt paa den Tanke, at i en hvilken som helst permanent Strøm er Reactionen saaledes afhængig af den drivende Kraft, at den varierer med den drivende Kraft og er constant naar denne Kraft er constant. At dette i Almindelighed er rigtigt, er foreløbigt kun en Hypothese; thi skjøndt den som anført har Sandsynlighed for sig, er dens Rigtighed endnu ikke beviist; men da vi i det Følgende skulle see, at de Resultater, hvortil den fører, ere i Overeensstemmelse med de virkelige Naturforhold, troer jeg, at det derigjennem maa erkjendes, at den opstillede Hypothese virkelig er naturtro.

Gaae vi ud fra, at denne Hypothese er correct, følger deraf ligefrem, at da den drivende Kraft $g \frac{du}{dl}$ er den samme for alle Punkter af det vilkaarlige Tværsnit, som vi betragte, maa ogsaa Reactionen φ være den samme for alle Punkter af dette Tværsnit.

Men er Modstandskraften φ uafhængig af Afstanden r til det betragtede Element i det vilkaarlige Tværsnit, saa finde vi ifølge den sidste af Formlerne (46) at:

$$\varphi \cdot \frac{r^2 - \alpha^2}{2} = \mu r \left(\frac{dv}{dr} \right)^2,$$

idet vi for $\left(\frac{dv}{dr} \right) = 0$ sætte $r = \alpha$; heraf følger videre, idet φ er constant og idet

$\left[\frac{dv}{dr} \right]^2$ betegner Værdien af $\left(\frac{dv}{dr} \right)^2$ for $r = R$, at:

$$\varphi \cdot \frac{R^2 - \alpha^2}{2R} = \mu \left[\frac{dv}{dr} \right]^2 = m \cdot v_0^2.$$

Af denne Ligning fremgaaer, at Reactionen formedelst Ledningsmodstanden, svarende til en Masse-Eenhed af Fluidet i et hvilket som helst Punkt af et vilkaarligt Tværsnit paa Strømmen, kan fremstilles ved:

$$\varphi = \frac{m v_0^2}{R^2 - \alpha^2}, \dots \dots \dots (49)$$

ganske i Overeensstemmelse med hvad der finder Sted, naar en Strøm bevæger sig i en cylindrisk Ledning med constant Hastighed.

Ved at indsætte Værdien for φ af (49) i foranstaaende Formel, erholdes nøiagtigt Formlen (48), der følgelig maa betragtes som almindeligt gjældende for alle Strømme, hvori den drivende Kraft er constant for alle Punkter af det betragtede Tværsnit.

Naar Formlen (48) multipliceres med $\frac{rdr}{g\mu_0 \left(\frac{R^2 - \alpha^2}{2R}\right)}$ og integreres, erholdes:

$$\frac{m}{g\mu_0} \cdot \left(\frac{v_0}{\frac{R^2 - \alpha^2}{2R}}\right)^2 \cdot \frac{r^2 - \alpha^2}{2} = r \cdot \left(\frac{dv}{dr}\right)^2, \text{ hvoraf følger:}$$

$$\frac{dv}{dr} = -\sqrt{\frac{m}{g\mu_0}} \cdot \frac{v_0}{\frac{R^2 - \alpha^2}{2R}} \cdot \sqrt{\frac{r^2 - \alpha^2}{2r}},$$

der ved at multipliceres med dr og integreres giver:

$$v = V - \sqrt{\frac{m}{g\mu_0}} \cdot \frac{v_0}{\frac{R^2 - \alpha^2}{2R}} \cdot \int \sqrt{\frac{r^2 - \alpha^2}{2r}} dr, \dots \dots \dots (50)$$

hvor v betegner Strømmens Hastighed i det vilkaarlige Punkt, som er bestemt ved Coordinaterne r og l , medens V er en arbitrær Function af Størrelsen l . Med Hensyn til Functionen (V) overbeviser man sig let om, at den betegner den Værdi af v , som svarer til $r = \alpha$, saaledes at altsaa V fremstiller den største Strømhastighed, som finder Sted i det betragtede Tværsnit.

Af det saaledes Udviklede fremgaaer, at Strømningsforholdene i et vilkaarligt Tværsnit paa en hvilken som helst Ledning eller Strøm nøiagtigt ere fordeelte paa samme Maade, som i en Strøm, der bevæger sig i en cylindrisk Ledning med constant Hastighed.

Hvad Vandets Bevægelse langs igjennem Ledningen angaaer, da er denne for et hvilket som helst Strømelement bestemt ved den første af Formlerne (46), som, naar Værdien for φ indsættes ifølge (49), kan skrives:

$$v dv = g \cdot du - \frac{mv_0^2}{R^2 - \alpha^2} \cdot dl; \dots \dots \dots (51)$$

denne Formel viser, at Tilvæksten i levende Kraft er ligestor for ethvert Punkt af det vilkaarlige Tværsnit paa Strømmen, samt, at denne Tilvæxt er ligestor med den ved den drivende Kraft frembragte Tilvæxt i Arbeidsmængde med Fradrag af den Arbeidsmængde, som samtidigt er medgaaet til at overvinde Ledningsmodstanden. Ved Integrationen af Ligning (51) maa der naturligviis tilføies en arbitrær Function af r .

Formlerne (50) og (51), der sees at supplere hinanden, kunne altsaa betragtes som de almindelige Grundformler for flydende Legemers Bevægelse i permanente Strømme, drevne af Tyngdekraften, og give os Midler ihænde til at løse forskjellige Problemer, som man tidligere har været ude af Stand til at behandle.

Med Hensyn til disse Formlers almindelige Gyldighed skal jeg først henlede Opmærksomheden paa, at alle de i det Foregaaende fremstillede Formler for flydende Legemers Bevægelse i cylindriske Ledninger med constant Strømningshastighed ere indbefattede under disse Formler som specielle Tilfælde. Derefter skal jeg søge at fremstille Lovene for Vandets Bevægelse i en ny Klasse af Strømme, hvori Vandet bevæger sig med variabel Hastighed i Retning af Ledningens Længde, for ogsaa i dette Tilfælde at faae Leilighed til at paa vise Gyldigheden af Formlerne (50) og (51). Der gives nemlig en Mængde Vandløb, deels naturlige og deels kunstige, der have en saa stor Brede i Forhold til Strøm dybden, at vi uden mærkelig Feil kunne see bort fra den Modstand, som Vandledningens Sider udøve paa Vandets Bevægelse, og hvori vi desuden kunne betragte Vandledningens eller Vandløbets Bund enten som en plan Flade eller dog idetmindste som en Cylinderflade, der er saaledes beliggende, at dennes retlinede Elementer staae lodrette paa Strømretningen. For Strømme af denne Art er Krumningsradierne R , r og α , svarende til et vilkaarligt Tværnsnit i Afstanden l fra Begyndelsespunktet, alle uendelig store, hvorimod Strøm dybden $H = R - \alpha$, saavel som Afstanden $x = r - \alpha$ fra Vandspeilet til det vilkaarlige Element af Strømmen, ere endelige Størrelser.

Da vi i dette Tilfælde, som man let seer, have:

$$\frac{R^2 - \alpha^2}{2R} = H \text{ og } \frac{r^2 - \alpha^2}{2r} = x,$$

følger deraf, at Formlerne (50) og (51) kunne skrives:

$$\left. \begin{aligned} v &= V - 4,8\sqrt{m} \cdot v_0 \left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{\frac{117,7 \cdot H}{g + 117,7 \cdot H}} \text{ og} \\ v \, dv &= g \cdot du - \frac{m v_0^2}{H} \cdot dl, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (52)$$

idet vi for $g\mu_0$ i Formlen (50) have indsat Værdien ifølge (17).

For Strømme, der have en ikke ganske ringe Vanddybde, kan den første af Formlerne (52) med Tilnærmelse skrives:

$$\left. \begin{aligned} v &= V - 4,8\sqrt{m} \cdot v_0 \cdot \left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{3}{2}} \\ v_0 &= \frac{V}{1 + 4,8\sqrt{m}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (53)$$

hvoraf følger:

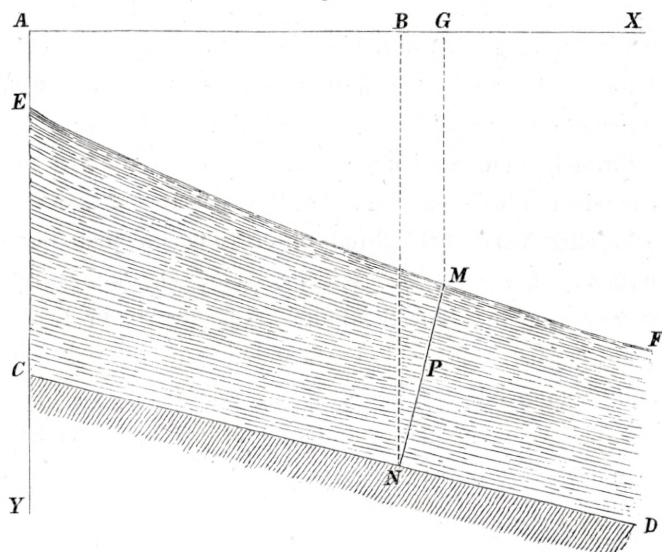
Betegne vi dernæst Vandføringen af denne Strøm svarende til en Brede = 1 ved q , saa erholdes, naar Hensyn tages til Formlerne (53):

$$\left. \begin{aligned} q &= \int_0^H v \, dx = (1 + 2,88 \cdot \sqrt{m}) v_0 \cdot H \\ \text{og } w &= (1 + 2,88 \cdot \sqrt{m}) v_0, \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (54)$$

idet vi ved w betegne Strømmens Middelhastighed.

Antage vi, at Ledningens Bund er en plan Flade, og at et lodret Længdesnit igjennem Strømmen er fremstillet i den vedføjede Figur IX ved $E C D F$, hvori $E F$ betegner Strømmens frie Vandspeil, og $M N$ et vilkaarligt Tværnsnit lodret paa Bundplanen $C D$ i Afstanden $C N = l$ fra Ledningens Indløb. $A X$ og $A Y$ være de horizontale og verticale Coordinataxer, og $A B = x_1$ samt $B N = y_1$, være Coordinaterne til det Punkt af Ledningens Bund, hvorigjennem det betragtede Snit $M N$ tænkes lagt. Antage vi, at Ledningens Bund $C D$ danner Vinklen ω med Horizontalen $A X$, samt at $A C = \beta$, saa kan Bundfladens Ligning fremstilles:

Fig. IX.



$y_1 - \beta = \operatorname{tg} \omega \cdot x_1.$

Spørge vi dernæst om Formen af det frie Vandspeil EMF , saa vil ogsaa denne temmelig let kunne bestemmes; men det vil derved være beqvemt at flytte Coordinaternes Begyndelsespunkt til Punktet C og at benytte Linien CD som Abscisseaxe, og en Linie lodret derpaa som Ordinataxe for et nyt Sæt af Coordinater $C N = l$ og $N M = H$. Foretage vi Transformationen, idet vi sætte Afstanden GM til det Punkt af Vandspeilet, som svarer til Tværnsnittet $M N$, lig u , saa finde vi:

$$u = \beta + \sin \omega \cdot l - \cos \omega \cdot H, \dots \dots \dots (55)$$

hvoraf følger:

$$du = \sin \omega \cdot dl - \cos \omega \cdot dH.$$

Indsættes denne Værdi for du i den sidste af Formlerne (52), finde vi, naar v betragte det Strømelement, som følger langs ad Ledningens Bundflade CD og hvis Hastighed er v_0 , at:

$$\frac{1}{2} dv_0^2 = g \sin \omega \cdot dl - g \cos \omega \cdot dH - \frac{m v_0^2}{H} dl.$$

Bemærke vi nu fremdeles, at ifølge den første Formel (54) er:

$$v_0^2 = \frac{q_2}{(1 + 2,88 \cdot \sqrt{m})^2} \cdot \frac{1}{H^2} \text{ og } \frac{1}{2} dv_0^2 = - \frac{q^2}{(1 + 2,88 \cdot \sqrt{m})^2} \cdot \frac{dH}{H^3},$$

naar Strømmens Vandføring betragtes som constant for alle Tværnsnit paa Strømmen, saa finde vi, naar disse Værdier indsættes for v_0^2 og for $\frac{1}{2} dv_0^2$ i foranstaaende Ligning:

$$\left[g \cos \omega - \frac{q^2}{(1 + 2,88\sqrt{m})^2} \cdot \frac{1}{H^3} \right] \cdot dH = \left[g \sin \omega - m \frac{q^2}{(1 + 2,88\sqrt{m})^2} \cdot \frac{1}{H^3} \right] \cdot dl,$$

hvoraf altsaa følger:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{g \sin \omega \cdot H^3 - \frac{m}{(1 + 2,88\sqrt{m})^2} \cdot q^2}{g \cos \omega \cdot H^3 - \frac{1}{(1 + 2,88\sqrt{m})^2} \cdot q^2} \dots \dots \dots (56)$$

Naar denne Ligning mellem l og H integreres, erhoides Ligningen for Strømmens frie Vandspeil. Ved at sammenligne Ligningen (56) med Formlen (38) i min tidligere Afhandling om de frie Vandspeilsformer, der er grundet paa den Eytelweinske Theori og som med de her brugte Betegnelse kan skrives:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{g \sin \omega \cdot H^3 - (g\alpha) \cdot q^2}{g \cos \omega \cdot H^3 - q^2},$$

viser der sig en stor Overeensstemmelse imellem begge, og denne bliver endnu større, naar vi bemærke, at Ledningsmodstanden svarende til en Masse-Eenhed af Fluidet, — der naturligviis er ligestor hvilken Theori vi end anvende —, efter den ældre Theori er udtrykt ved: $g\alpha \cdot \frac{w^2}{H}$ og efter den nye Theori er udtrykt ved: $\frac{mv_0^2}{H}$.

Heraf følger nemlig:

$$g\alpha = m \cdot \left(\frac{v_0}{w} \right)^2,$$

og da den sidste Formel (54) giver:

$$\left(\frac{v_0}{w} \right)^2 = \frac{1}{(1 + 2,88 \cdot \sqrt{m})^2},$$

saa kan Formlen (56) skrives:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{g \sin \omega \cdot H^3 - (g\alpha) \cdot q^2}{g \cos \omega \cdot H^3 - \left(\frac{v_0}{w} q \right)^2}.$$

Overeensstemmelsen imellem denne og den ovenfor angivne ældre Formel er vel ikke fuldkommen; men den er paa den anden Side dog saa stor, som man kunde vente, naar det betænkes, at Eytelwein's Theori kun tager Hensyn til Strømmens Middelhastighed. Naar det derhos bemærkes, at Formlen (56) fører os til alle de bekjendte Vandspeilsformer, som kunne fremtræde ved plane Ledninger under forskjellige Omstændigheder, — ligesaafuldt som den tidligere efter den Eytelweinske Theori fremstillede Formel, — samt at Forskjellen mellem begge kun bestaaer deri, at efter den nye Theori falder og stiger Vandspeilet lidt mindre stærkt end efter Eytelwein's Theori, synes det at være utvivlsomt, at Formlen (56) tør betragtes som correct.

I det specielle Tilfælde, hvor Strømdybden H er constant erholdes, saavel efter den ældre som efter den nye Theori, den bekjendte Ligning for Vandets Bevægelse:

$$\sin \omega = \alpha \cdot \frac{v^2}{H},$$

hvis Rigtighed paa mange Maader er godtgjort ved Forsøg.

Ved Fremstillingen af Formlerne (53), (54) og (56) er det forudsat, at Strømmens Dybde er saa stor, at Størrelsen $\sqrt{\frac{117,7 \cdot H}{g + 117,7 \cdot H}} = 1$; i Almindelighed er denne imidlertid en ægte Brøk, som vi ville betegne med ε og som aftager fra 1 til Nul samtidigt med, at H aftager fra ∞ til 0. Betragtes ε som constant, da findes:

$$\frac{dH}{dl} = \frac{g \sin \omega H^3 - (ga) \cdot q^2}{g \cos \omega H^3 - \left(\frac{v_0}{w}\right)^2 \cdot q^2}, \text{ og } \left(\frac{v_0}{w}\right)^2 = \frac{1}{(1 + 2,88 \cdot \varepsilon \sqrt{m})^2},$$

hvoraf sees, at Formlen (56) nærmer sig mere og mere til Formlen (38) i min tidligere Afhandling jo mindre Strømdybden og dermed ε er.

Ved at sammenholde Formlen (56) med mine tidligere Formler, sees det let, naar vi sætte:

$$\left. \begin{aligned} & \sqrt[3]{\frac{m}{g} \cdot \frac{q^2}{(1 + 2,88 \sqrt{m})^2} \cdot \sin \omega} = H_p \text{ og} \\ & \frac{1}{3} \left[\text{nat. Log } \frac{\pm \left(\frac{H}{H_p} - 1\right)}{\sqrt{\left(\frac{H}{H_p}\right)^2 + \left(\frac{H}{H_p}\right) + 1}} - \sqrt{3} \cdot \text{arc} \left(\text{tg} = \frac{2 \frac{H}{H_p} + 1}{\sqrt{3}} \right) \right] = A \left(\frac{H}{H_p} \right), \end{aligned} \right\} \dots (57)$$

at Ligningen for det frie Vandspeil kan skrives:

$$l - l_0 = \frac{H_p}{\text{tg } \omega} \left[\frac{H}{H_p} - \frac{H_0}{H_p} + \left(1 - \frac{\text{tg } \omega}{m}\right) \left(A \left(\frac{H}{H_p} \right) - A \left(\frac{H_0}{H_p} \right) \right) \right],$$

idet H_0 er Værdien af H , som svarer til $l = l_0$.

Efter saaledes at have bestemt Lovene for Vandstrømmens Bevægelse paa en plan Flade, ville vi dernæst betragte Vandets Bevægelse paa en Cylinderflade, hvis retlinede Elementer danne en Vinkel af 90° med Strømretningen. Lad CD Figur IX være denne Cylinderflades Overskjæring med et vertikalt Længdesnit paa Strømmen, og EMF Snittets Skjæringslinie med Vandspeilet, hvis Ligning søges. De coordinerte Axer være AX og AY , og Coordinaterne til et vilkaarligt Punkt N af Bunden være x_1 og y_1 , der afhænge af hinanden efter følgende givne Ligning:

$$y_1 = \varphi(x_1).$$

Ligningen for det betragtede normale Tværsnit paa Strømmen i Punktet N , kan altsaa skrives:

$$y - y_1 = -\frac{1}{\varphi'(x_1)}(x - x_1),$$

hvori vi betragte x og y som Coordinater til Punktet M af Vandspejlslinien EMF . Sættes nu Strømdybden $MN = H$, saa er:

$$H = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2} = \sqrt{1 + \varphi'(x_1)^2}(y_1 - y),$$

$$\text{hvoraf } y = \varphi(x_1) - \frac{H}{\sqrt{1 + \varphi'(x_1)^2}} \text{ og } dy = \varphi'(x_1) dx_1 + \frac{H \cdot \varphi'(x_1) \cdot \varphi''(x_1) dx_1 - \frac{dH}{(1 + \varphi'(x_1)^2)^{\frac{3}{2}}}}{(1 + \varphi'(x_1)^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

Indsættes denne Værdi for dy istedetfor du i den sidste af Formlerne (52), samt $v = v_0 = \frac{g}{(1 + 2,88 \sqrt{m}) H}$, erholdes:

$$d\left(\frac{g}{H}\right)^2 = 2g(1 + 2,88 \cdot \sqrt{m})^2 \cdot \left[\varphi'(x_1) dx_1 + \frac{H \varphi'(x_1) \varphi''(x_1) dx_1 - \frac{dH}{(1 + \varphi'(x_1)^2)^{\frac{1}{2}}}}{(1 + \varphi'(x_1)^2)^{\frac{3}{2}}} \right] - 2m \frac{g^2}{H^3} (1 + \varphi'(x_1)^2)^{\frac{1}{2}} dx_1,$$

hvori Vandføringen g kan være en given Function af Vanddybden H eller af x_1 .

Ved at integrere denne Ligning som en Differentialligning mellem x_1 og H , ved derefter at borteliminere H ved Hjælp af: $H = \sqrt{1 + \varphi'(x_1)^2}(\varphi(x_1) - y)$ og endelig x_1 mellem den saaledes erholdte Ligning, og Ligningen: $x - x_1 = \varphi'(x_1)(\varphi(x_1) - y)$ faaar man Ligningen for det frie Vandspeil EMF .

Det saaledes Anførte vil være tilstrækkeligt til at vise, at denne Theori, som jeg i det Foregaaende har udviklet, sætter os istand til at følge Strømforholdene i faste Ledninger meget videre end hidindtil ved Hjælp af den Eytelweinske Theori.

Jeg forlader nu Strømforholdene i faste Ledninger for at undersøge en ny Klasse af Strømme nemlig de frie Havstrømme, hvorom den Eytelweinske Theori aldeles ikke har givet eller kunde give os tilfredsstillende Oplysning, fordi den ganske seer bort fra de Forskydninger mellem Vanddelene, hvorpaa de frie Strømninger i en væsentlig Grad beroe.

II. Om Lovene for Vandets Bevægelse i frie Strømme i Havet.

Vor nuværende Kundskab om Strømningerne i Havet er, ligesom vor Kundskab om Strømningerne i Luften, kun høist ufuldkommen. Vel have vi en samlet Masse af Erfaringer angaaende Strømbevægelserne og de Forhold, som ledsage disse; men nogen egentlig videre gaaende Kundskab om Lovene for Bevægelsen eller om de Kræfter, som fremkalde samme, have vi ikke. Vore Forestillinger om disse vigtige Forhold ere derfor endnu saa uklare og mangelfulde, at vi næsten ganske ere ude af Stand til at forklare, hvad Naturen viser, og ere indskrænkede til at tage Forholdene som vi træffe dem uden at indlade os paa at forstaae, hvorfra de hidrøre. Trangen til en Forklaring af disse gennemgribende Naturphænomener er følt af Alle, som have beskjeftiget sig med Strømningsforholdene, og den har derfor ogsaa givet sig tilkjende ved en Mængde Theorier, som ere blevne opstillede paa Grundlag af de meest forskjellige Anskuelser og Meninger angaaende Strømmenes egentlige Aarsag; men saa vidt mig bekjendt har endnu ingen Theori givet blot en nogenlunde fyldestgjørende Forklaring af Havets Strømningsforhold. Der er og har bestandigt været, om jeg saa maa sige, et Hul i vor Kundskab om flydende Legemers Bevægelse, og denne Mangel er, efter min Mening, ogsaa Aarsagen til vor Ukjendskab med Strømforholdene i Havet. Dette kunde ved første Øiekast synes at være en urimelig Paa-stand, eftersom Lovene for flydende Legemers Bevægelse i almindelige Ledninger ere saa vel bekjendte, at man i practiske Tilfælde med fuldkommen Sikkerhed kan stole paa de theoretiske Resultater. Men ved nærmere at overveie Sagen kommer man dog snart til den Erkjendelse, at Grunden, hvorfor det hidindtil har været umuligt at anvende Formlerne, som gjælde for flydende Legemers Bevægelse i sædvanlige Ledninger, paa fritløbende Strømme i Havet eller i Luften, er den, at efter den nuværende almindelige Theori forudsættes det, at alle de forskjellige jevntløbende Strømelementer bevæge sig med Strømmens Middelhastighed, medens Sandheden er, at Hastigheden er forskjellig for de forskjellige Strømelementer, saaledes som jeg i det Foregaaende har søgt at vise.

I det Følgende skal jeg bestræbe mig for at paavise, at Lovene for Vandets Bevægelse i almindelige Ledninger tillige gjælde om fritløbende Strømme, naar man blot holder fast ved den Kjendsgjerning, at enhver Strøm bestaaer af en Samling af Strømelementer, der bevæge sig med forskjellige Hastigheder, efter Elementernes Beliggenhed i Strømmen.

Paa Grund af den store Indflydelse, som Havets Strømninger i det Hele taget udøve paa Skibsfarten, have Havstrømmene til alle Tider været Gjenstand for Søfarendes særdeles

Opmærksomhed, og ved de utallige Erfaringer, som derved ere gjorte, er man ogsaa Tid efter anden kommet til større og større Kundskab om Havstrømmenes Løb. Men da slige Undersøgelser stedse ere forbundne med særlige Vanskeligheder, som de Søfarende, navnlig i tidligere Tider, af let forstaaelige Grunde ikke altid have været istand til at overvinde, og da Havstrømmenes Udstrækning er saa betydelig, at de paalidelige Iagttagelser, som ere blevne udførte til Bestemmelsen af deres Løb og Strømforhold, endnu bestandigt vise sig mere som spredte og tildeels enestaaende Erfaringer end som en udtømmende Undersøgelses Resultater, saa er det ikke til at undres over, at vor Viden angaaende disse mærkværdige Forhold endnu er temmelig ufuldkommen.

Den eneste Havstrøm, som har været underkastet en mere systematisk Undersøgelse, er Golfstrømmen; men denne Undersøgelse, som er udført af den amerikanske Kystopmaalings-Bestyrelse i Aarene 1845—1860 og hvorom forskjellige Beretninger findes i *The Reports of the Superintendent of the U. S. Coast Survey* for 1855—1860, omfatter dog kun en mindre Deel af hele den store Golfstrøm, og navnlig kun den Deel, som er beliggende paa Strækningen fra Yucatanstrædet, Vest for Cuba, til Bugten Sandy Hook ved New York. For hele den øvrige Deel af Golfstrømmen haves kun isolerede Iagttagelser, og uagtet Amerikanerne have anvendt baade megen Tid og stor Dygtighed paa nærmere at bestemme Golfstrømmens Løb og Strømforhold i den af dem undersøgte Deel langs den amerikanske Kyst, er det dog umiskjendeligt, at der endnu er overmaade meget at gjøre før man ad denne Vei kan komme til rigtig Klarhed i disse Strømforhold.

Naar vi i Korthed skulle give en Fremstilling af Golfstrømmens Løb efter de forhaanden værende Erfaringer, troer jeg, at vi derom kunne bemærke følgende:

Golfstrømmen regnes sædvanligt at udspringe fra den mexikanske Havbugt, men dens Løb kan dog mærkes langs igjennem det caraibiske Hav, hvori den indstrømmer fra Atlanterhavet mellem de vestindiske Øer, fra hvilke den fortsætter sit Løb i nordvestlig Retning med en Fart af henimod $\frac{1}{4}$ Miil i Timen igjennem hele det caraibiske Hav indtil Yucatanstrædet. Efter at Strømmen har passeret dette Stræde, mellem Halvøen Yucatan og Cap St. Antonio paa Cubas Vestside, løber den ind i den mexikanske Bugt, hvor man tidligere antog, at den fulgte Fastlandet op mod Nord og videre fra Venstre til Høire indtil Tortugas, medens Ingenieur-Lieutenant Hunt efter de nyere Undersøgelser angiver*), at Strømmen i Hovedsagen fortsætter Veien fra Yucatanstrædet langs Cubas Nordkyst i nordostlig Retning henimod Floridastrædet. Paa Strækningen fra Tortugas-Havana til den bekjendte Snævring i Floridastrædet ved Cap Florida-Bemini er der ved de nyere Undersøgelser fundet følgende Forhold: Fra Tortugas hen imod Havana (Plan II Figur X) falder Havbunden jævnt nedad, og naaer derved en Dybde af indtil 800 Favne under

*) *Report of the Superintendent of the U. S. Coast Survey* for 1858 p. 213—222.

Vandspeilet, men fra denne Dybde stiger Bunden igjen forholdsvis steilt op imod Havana. Ved de Temperaturbestemmelser, som ere blevne udførte i denne Linie paa en Længde af 90 Quartmiil, har man dernæst fundet, at Havvandets Varmegrad aftager til begge Sider af et Punkt, som ligger c. 25 Quartmiil fra Cuba, hvor Temperaturen er et Maximum og hvor Golfstrømmen regnes at have sit Hovedløb. For et Tværsnit fra Sombrero ved Floridas Kyst til Salt—Key Banke, hvilket er 45 Quartmiil bredt med en Dybde af indtil 600 Favne, har man dernæst fundet Vandets største Varmegrad nærmest ved Salt—Key Banke; ved Undersøgelsen af et følgende Tværsnit udfor Carysfort, hvor Strømmen har en Brede af 60 Quartmiil, fandtes Vandets største Varmegrad omtrent midtveis i Bugten. Paa hele denne Strækning, hvor Golfstrømmen regnes at løbe med en Hastighed af $1\frac{1}{2}$ à $2\frac{1}{2}$ Quartmiil i Timen, kan det derfor, efter Temperaturfordelingen i de undersøgte Tværsnit, antages, at Golfstrømmen bevæger sig omtrent fra *V. S. V.* til *O. N. O.* henimod »Overfaldet« over Grundene ved Bemini. I selve Snævringen mellem Cap Florida og Bemini, hvor Golfstrømmen løber med en Hastighed af 3 til 5 Quartmiil i Timen, har Strømmen en Brede af c. 32 Quartmiil, og en Middeldybde af c. 250 Favne, see Plan II, Figur XI, der fremstiller Resultaterne af de udførte Dybde- og Temperaturmaalinger. I tidligere Tider antog man, at Strømdybden paa det omhandlede Punkt var overordentlig stor; men ved de nyere Undersøgelser, som ere udførte af Lieutenant Craven*) har det derimod viist sig, at hiin tidligere Antagelse var urigtig, idet Havbunden i Snævringen ved Bemini har et bølgeformigt Udseende, men forøvrigt stiger temmelig jævnt fra c. 330 Favne ved Bemini til c. 170 Favne ved Cap Florida.

En Betragtning af Havbundens Beliggenhed i det omhandlede Tværsnit minder stærkt om, hvad der hyppigt forefindes i almindelige Vandløb, naar Strømmen gjør et brat Sving, som fremkalder en Udskjæring langs Vandløbets concave Bred, samt en Tilsanding ved dets convexe Bred, hvilket Forhold er saameget mere værdt at lægge Mærke til, som Professor Agassis**), der specielt har undersøgt de geologiske Forhold paa Halvøen Florida, netop er kommet til det Resultat, at Florida maa betragtes som dannet ved Afsætning af Masser af Sand, Steen, etc., som ere bundfældte af Havet.

Fra Snævringen ved Bemini løber Golfstrømmen Nord hen langs Kysten af Amerika, dog stedse i en saadan Afstand fra Land, at Havets Dybde under Strømmens Vandspeil sædvanligt er flere Hundrede Favne. Efterhaanden som den skrider frem, udbreder den sig bestandig mere og mere, men desværre kjende vi hverken med Sikkerhed dens Brede eller dens Hastighed langs ad Strømmens Bane, da den amerikanske Regjerings nyere Undersøgelser ikke saa meget have været rettede paa at bestemme Strøm-

*) *Report of the Superintendent of the U. S. Coast Survey* for 1855.

**) — — — — — for 1851.

hastigheden, som paa at bestemme Havets Temperaturforhold i en Række Tværsnit paa Strømmen, deels i Overfladen og deels i forskjellige Dybder under Vandspeilet. Derimod er det ved disse Undersøgelser blevet fuldstændigt paaviist, hvad ogsaa tidligere var almindeligt antaget, at der paa Golfstrømmens vestlige eller nordvestlige Side løber en stor Koldvandsstrøm Syd hen langs den amerikanske Kyst paa den ene Side, og i saa umiddelbar Berøring med Golfstrømmen paa den anden, at Grændsen mellem Golfstrømmens dybe indigoblaa Vand og Polarstrømmens smudsige grønne Vand viser sig som en skarp Linie paa Strækningen fra Florida indtil Carolina, hvorhos det er blevet efterviist, at der i selve Golfstrømmen findes ligesom en Samling af varmere og koldere Striber eller Belter af Vand, der strømmer frem ved Siden af hinanden. Angaaende disse Belter eller saakaldte Baand af varmere og koldere Vand er det ved de nyere Undersøgelser over Strømforskelene godtgjort, at der hverken finder nogen skarp Overgang, eller nogen betydelig Temperaturforskjel Sted fra et Belte til et andet i Strømmen; men at Overgangen fra det ene til det andet af disse Belter tværtimod foregaaer ganske jevnt igjennem en Række af Maxima og Minima. Heelt anderledes stiller Temperaturforholdet sig derimod paa Overgangen fra Golfstrømmen til den kolde Vandstrøm Vest for samme; thi her viser der sig en saa stor og brat Overgang, at Bestyrelsen for den amerikanske Kystopmaaling har troet at kunne sammenligne Polarstrømmen med en Muur af koldt Vand (The cold wall), fordi dennes Temperatur i alle Dybder omtrent er $9^{\circ} C.$ lavere end Golfstrømmens; herfra maa dog undtages de Dele af Koldvandsstrømmen, som ligge nærmest ved Overfladen, hvor Forskjellen udjevnes af en Overflade-Strøm, som fra Golfstrømmen flyder til Siden ud over Polarstrømmen og opvarmer denne saaledes, som jeg strax nærmere skal omtale.

Paa hele Strækningen fra Florida lige til Sandy Hook, hvor Golfstrømmen bøier om fra nordostlig Retning til en ostnordostlig Retning, har den amerikanske Kystopmaaling-Bestyrelse ved sine Undersøgelser af 9 forskjellige Tværsnit, hvoriblandt flere ere undersøgte gjentagende Gange, fundet, at Temperaturforholdene gennemgaaende ere saaledes, som ovenfor nævnt, og fuldkommen overensstemmende fordeelte; paa intet Sted har man fundet de forhaandenværende Forhold tydeligere udtalte end i et Tværsnit ved Sandy Hook, hvorfor man, som Repræsentant for Temperaturforholdene langs hele den amerikanske Kyst, har givet en fuldstændig graphisk Fremstilling af Forholdene paa dette Sted.

Af denne Fremstilling, som findes i *Report of the U. S. Coast Survey for 1860*, Plan 19, Figur 4, er Figur XII paa Plan III en Copi.

Betragte vi denne Figur, hvis enkelte Curver fremstille Havtemperaturen i Dybder af 0, 5, 10, 20, 30, 50, 70, 100, 150, 200, 300 og 400 Favne under Overfladen, vil det findes, at Polarstrømmen i det Hele for lige Dybder har en betydelig lavere Varmegrad baade end Golfstrømmen og Atlanterhavet Øst for samme. Fremdeles sees det, at

for enhver Dybde stiger Havtemperaturen temmelig brat fra Verticalen Nr. 13, paa Overgangen fra Polarstrømmen til Golfstrømmen, indtil Verticalen Nr. 12, hvor Golfstrømmen har sin største Varmegrad, samt, at Golfstrømmens Temperatur derefter, gjennem et Minimum ved Verticalen Nr. 11, faaer et nyt Maximum ved Verticalen Nr. 10; endnu længere imod Øst viser den Spor af et Minimum ved Verticalen Nr. 9, og et Maximum ved Nr. 8; men vi see tillige, som alt bemærket, at alle disse Temperaturovergange i Golfstrømmen kun ere smaa i Sammenligning med den, som finder Sted mellem Verticalerne Nr. 13 og 12 fra Polarstrømmen til Golfstrømmen. Hvor stor den egentlige Golfstrøms Brede er, har man ikke Midler til med Bestemthed at afgjøre, da de fornødne Hastighedsmaalninger, som sagt, mangle; men at dens Udstrækning langtfra er saa stor, som det angivne yderste Spor af Maximum og Minimum ved første Øiekast kunde give Anledning til at troe, det synes i ethvert Tilfælde at være udenfor al Tvivl. I den foreliggende *Report* for 1860 har man heller ikke forudsat, at den egentlige Golfstrøm strakte sig saa vidt; thi man angiver kun dens Brede ved Sandy Hook (*the width of Gulf Stream proper*) til 127 Quartmiil, idet man til den egentlige Strøm alene henregner de tre første Belter af varmt og koldere Vand:

Det første varme Belte med Brede = 60 Quartmiil og Max. Tempt. = 82° Fahrenheit,

Det første koldere Belte — — = 30 — - Min. — = 80° — og

Det andet varme Belte — — = 37 — - Max. — = 81 $\frac{1}{4}$ ° —

med tilsammen 127 Quartmiils Brede,

medens det følgende koldere Belte, der har en Brede af 60 Quartmiil og Minimums Tempt. = 78° Fah., regnes at ligge udenfor den egentlige Golfstrøm.

Den amerikanske Kystopmaalningsbestyrelse henleder særligt Opmærksomheden paa de tre øverste Curver svarende til 0, 5 og 10 Favnes Dybde, fordi de henpege paa, at der fra Overfladen af Golfstrømmen flyder en Strøm af varmt Vand til Siden ud over Polarstrømmens kolde Vand, hvilken Sidestrøm opvarmer dennes Overflade i en særdeles mærkelig Grad til en Dybde af 10 til 20 Favne. Ved Siden heraf maa jeg fremhæve, at de angivne Temperaturcurver tillige vise hen paa, at der i Dybden af Golfstrømmen netop finder det modsatte Forhold Sted. Ligesom det nemlig af Temperaturforholdene indtil 20 Favnes Dybde fremgaaer, at der finder en Overstrømning Sted fra Golfstrømmen til Polarstrømmen, saaledes vil det ogsaa være uden for al Tvivl, efter den eensartede Form, som alle Curverne i Polarstrømmen have fra Dybder af 20 Favne indtil 400 Favne, at der ikke her finder nogen Indstrømning Sted af varmt Vand fra Golfstrømmen. Betragte vi dernæst Temperaturforholdene i Golfstrømmen, vil det være iøinefaldende, at alle de Curver, som svare til Dybder fra 0 til 150 Favne, vise hen paa overensstemmende Temperaturforhold i denne øvre Deel af Strømmen, ihvorvel det maa erkjendes, at Vandet nedsvales fra oven nedad i et noget stærkere Forhold paa den vestlige end paa den østlige Side af Golfstrømmen. De Temperaturcurver, som svare til de dybere

liggende Dele af Golfstrømmen, vise ligeledes hen paa indbyrdes overensstemmende Temperaturforhold; men disse Curver vise tillige, at der finder en væsentlig Forskjel Sted mellem Temperaturforholdene i den nedre og øvre Deel af Golfstrømmen, idet Vandet i 200 til 400 Favnes Dybde har en høiere Varmegrad i den østlige end i den vestlige Deel, hvilket netop er det Omvendte af hvad der finder Sted i Strømmens øvre Deel. Den Nedsvaling, som saaledes finder Sted i den vestlige Deel af de dybere liggende Dele af Golfstrømmen, fremfor i den østlige, har utvivlsomt sin Grund deri, at Polarstrømmen sender en stor Mængde koldt Vand ind forneden i Golfstrømmen.

Ved paa samme Maade som for Tværsnittet ved Sandy Hook at undersøge Temperaturforholdene i en Række af Tværsnit lige ned til Cap Cañaveral, har Bestyrelsen for Kystopmaalingen bestemt Beliggenheden af Golfstrømmens vestlige Rand, samt af dens forskjellige varme og koldere Belter, tilligemed dens sandsynlige Brede paa hvert enkelt Sted, og har derved erholdt følgende Resultater:

Tværsnittets Beliggenhed.	Afstand fra Land til Golf- strømmen (koldt Vand).	Breden af						6te Belte (koldere Vand)
		1ste Belte (varmt Vand)	2det Belte (koldere Vand)	3die Belte (varmt Vand)	Golfstrøm- mens Brede	4de Belte (koldere Vand)	5te Belte (varmt Vand)	
		udtrykt i Quartmil.						
Sandy Hook . .	240	60	50	57	127	60	50	ubestemt
Cap May. . . .	125	55	50	40	125	70	65	70
Cap Henry. . .	95	45	52	47	124	80	60	50
Cap Hatteras .	50	47	25	45	117	37	75	70
Cap Fear . . .	60	50	20	57	87	50	60	25
Charleston . .	62	25	15	50	67	26	35	—
St. Simon's . .	87	25	13	20	58	25	25	—
St. Augustine .	70	20	13	12	47	22	20	—
Cap Cañaveral	20	55	—	—	55	14	12	—

For Tværsnittet ved Cap Florida-Bemini har Bestyrelsen for den amerikanske Kystopmaaling troet at maatte regne paa, at den Koldvandsstrøm, som følger den amerikanske Kyst imod Syd, fortsætter sig i en Brede af 10 Quartmil igjennem Snævringen ved Bemini ind i den mexikanske Bugt langs Vestsiden af Golfstrømmen, hvis Brede man derfor kun har anslaaet til 25 Quartmil paa dette Punkt. Jeg troer imidlertid i det Følgende at kunne paavise, at Rigtigheden af denne Antagelse aldeles ikke er sandsynlig, men at man omtrent bør regne Golfstrømmens Brede ved Bemini til 32 Quartmil, saaledes som det tidligere var almindeligt antaget.

Ved alle de ovenfor anførte Tværnit har man, som tidligere nævnt, fundet Temperaturforholdene at være overensstemmende med Forholdene ved Sandy Hook, og naar man specielt betragter de i de amerikanske *Reports* angivne graphiske Fremstillinger for disse Tværnit, saa finder man tillige, at Temperaturcurverne hentyde paa, at der overalt i Dybden finder en Indstrømning Sted af koldt Vand fra Polarstrømmen til Golfstrømmen, ligesom ved Sandy Hook. I Golfstrømmen Syd for Bemini findes de afvejlende Temperaturforhold eller saakaldte *Baand* af varmt og koldere Vand aldeles ikke; her vise Curvene heller ikke nogen Formforandring, som tyder paa en Indstrømning af koldt Vand i større Dybder.

Fra Bemini paa $25\frac{1}{2}^{\circ}$ N. Br. indtil St. Augustine paa 30° N. Br. gennemløber Golfstrømmen en Længde af c. 70 Miil lige imod Nord; men fra St. Augustine bøier Strømmen mere og mere imod Øst, indtil dens Hovedretning bliver Nordost, i hvilken Retning den løber videre, parallelt med Kysten, heelt op forbi Cap Hatteras, hvor Strømmen igjen antager en noget nordligere Retning. Naar Golfstrømmen har naaet Høiden af Chesapeakebugten paa 37° N. Br., bøier den sig efterhaanden mere østlig hen, indtil dens Hovedretning, efter Berghaus Atlas, bliver omtrent $\text{Ø. } 20^{\circ}$ N. I denne Retning fortsætter Strømmen derpaa sit Løb over imod Europa, passerer underveis først Tværnittet ved Sandy Hook i en Afstand fra St. Augustine af 180 Miil og løber senere Sonden om Newfoundland i en Afstand fra Sandy Hook af omtrent 200 Miil, idet den forøvrigt følger langs med den store Koldvandsstrøm, som fra Østsiden af Newfoundland løber over den store Banke Vest-Sydvest hen langs Kysterne indtil Sandy Hook, hvorfra den, som alt omtalt, løber Sydvest hen til St. Augustine.

Hvad Golfstrømmens Hastighed angaaer, da er vor Kundskab derom meget ufuldkommen. Vel have mangfoldige Søfarende søgt at bestemme Strømhastigheden ved Hjælp af Forskjellen mellem den observerede og gissede Plads for Skibet, men da der paa denne Maade let kan begaaes betydelige Feil i Bestemmelsen af den virkelige Strømsætning, bliver Resultatet altid mere eller mindre tvivlsomt; den store Mængde forskellige Værdier, som man har fundet, vise dette tydeligt. Man regner imidlertid sædvanligt, at Golfstrømmen i Snævringen ved Bemini løber med en Middelastighed af 4 Quartmiil i Timen eller $6\frac{2}{3}$ Fod pr. Sec., og det kan derhos antages, at man ikke vil begaae nogen stor Feil ved at sætte Strømmens Middelastighed ved Cap Cañaveras = 5 Fod pr. Sec., og ved St. Augustine = 4 Fod. Ved Charleston og Cap Hatteras antages Hastigheden respective at være c. $3\frac{1}{2}$ og 3 Fod pr. Sec. i Middeltal, medens den ved Sandy Hook regnes at løbe med en Middelastighed af $2\frac{1}{2}$ Fod pr. Sec. Idet Strømmen løber videre Sonden om Newfoundland, hvor dens Brede, ifølge Berghaus Angivelse, maa sættes til c. 80 Miil, aftager dens Hastighed efterhaanden yderligere til omtrent 2 Fod pr. Sec. Golfstrømmens Hastighed angives forøvrigt at være variabel paa alle Punkter; Rennell bemærker saaledes i sit Værk over Strømningerne i det

Atlantiske Ocean *), at Golfstrømmen har sin største Hastighed i Maanederne Juli, August og tildeels September, fordi den østlige Vind i de tropiske Have paa den Tid er stærkest og driver meest Vand ind i det caraibiske Hav, og anslaaer navnlig dens Hastighed i Snævringen ved Bemini før Juli, August og Septbr. til 4 à 5 Quartmiil i Timen. Det paastaaes fremdeles, at man har bestemte Erfaringer for, at Golfstrømmens Hastighed forøges, naar der i den mexikanske Bugt i længere Tid blæser Nordenvinde eller i Atlanterhavet østlige Vinde, hvorimod Vestenvinde formindske Hastigheden, saa at det endog undertiden skal kunne indtræde, at Golfstrømmen flyder ganske langsomt igjennem Floridastrædet. De nyere Undersøgelser have, som alt bemærket, godtgjort, at Vandet i Golfstrømmen, foruden at have en fremadskridende Bevægelse, tillige har en Bevægelse til Siden; men dette var ogsaa tidligere udledet af Erfaring, idet det var en almindelig Kjendsgjerning, at alle Gjenstande, som flød paa Strømmen, efterhaanden dreve af til Siderne; Maury bemærker derom udtrykkeligt i *The physical geography of the sea* **), at ifølge denne Kjendsgjerning maa Golfstrømmens Overflade have Form af et Tag, med Fald fra Midten til Siderne. Det er fremdeles en Kjendsgjerning, at Golfstrømmen ikke løber med samme Hastighed i hele dens Brede, men at den derimod stribevís løber mere og mindre hurtigt, samt at der overalt i Strømmen viser sig stærke Opkogninger fra Dybet, som give Anledning til de berygtede Havhvirvler (Races) og til voldsomme Brydninger, som give Havet Udseende af at være fuldt af Klipper og Skjær.

Fra Newfoundland, hvor Golfstrømmen har en Hastighed af 2 Fod pr. Sec., fortsætter den sit Løb videre i ostnordostlig Retning forbi Azorerne; efterat have gennemløbet en Længde af c. 300 Miil, er dens Hastighed aftaget til 0,6 Fod pr. Sec. samtidigt med, at dens Brede er voxet fra 80 til c. 200 Miil. Naar Strømmen har naaet 25° vestlig Længde fra Greenwich, efter at have gennemløbet en Længde af c. 750 Miil fra Bemini, deler den sig efter Berghaus' Angivelse i to Grene, nemlig i en sydgaaende Green af c. 100 Miils Brede, der sætter ned imod den afrikanske Kyst med en Hastighed af 0,6 Fod pr. Sec., og en nordgaaende Green, der følger de engelske Kyster op imod Island gennem en Middellængde af omtrent 200 Miil, hvilken Strækning gennemløbes med en Hastighed, der aftager fra 0,6 Fod til 0,3 Fod pr. Sec., samtidigt med, at Strømmens Brede udvider sig fra 100 til 150 Miil. Naar den har naaet den 60de Bredegrad, afgiver den, langs Islands sydlige og sydvestlige Kyst, en varm Sidestrøm, som, ifølge Berghaus' Angivelse, deels løber Nordvest over imod den østgrønlandske Polarstrøm, deels følger langs denne Polarstrøm imod Syd. Golfstrømmens Hovedarm bøier derimod Øster

*) *An Investigation on the Currents of the Atlantic Ocean.* London 1832.

***) Oversat af H. J. Müller, Captl. i den norske Marine. Christiania. 1865.

hen imod Norge, saasnart den har passeret Skotlands Nordspids, og løber derpaa langs med den norske Kyst i nordostlig Retning indtil Iishavet, hvori den udtømmer sig.

De Masser af varmt Vand, som gjennem Golfstrømmen tilflyde Iishavet og som naturligviis betydeligt bidrage til paa visse Strækninger at holde dette Hav isfrit, afkjøles efterhaanden indtil Frysepunktet og give saaledes Anledning til Dannelsen af de bekjendte Polarstrømme, der fra Iishavet tilstrømme Atlanterhavet i to store Hovedstrømme, den ene Øst, den anden Vest for Grønland.

Fra den nordligste Deel af Iishavet, som vi kjende, nemlig fra 80° N. B. og 5° Ø. L. for Greenwich, Vest for Spidsbergen, gaaer den ene af disse Polarstrømme, belæsset med Driviis, ned imod Sydvest. Paa 70° N. B. og 23° V. L. berører denne Strøm Grønlands Østkyst, hvilken den derefter vedbliver at følge indtil Cap Farvel. Naar denne Strøm, der regnes at have en Brede af 40 Miil, og en Hastighed af $\frac{3}{4}$ Fod pr. Sec., har passeret Cap Farvel, bøier den Sønden om Grønland, løber rundt om Landet, først Vest og senere Nordvest hen, indtil den er kommet et Par Bredegrader op i Davisstrædet. Her bøier den Vester og Sydvest over imod Kysten af Labrador, som den derpaa følger Sydost hen, i Forening med den anden store Polarstrøm, der kommer ned fra Iishavet igjennem Baffinsbugten, Hudsonsstrædet, m. fl. Efter at være ankommen til Newfoundland, hvor den sender en Green ind i St. Lorenzbugten gjennem Strædet ved Belleisle, løber Polarstrømmen, i en Brede af omtrent 50 Miil, videre frem imod Sydost med en Hastighed af 12 Quartmiil i Døgnet eller $\frac{5}{8}$ Fod pr. Sec. indtil Østsiden af Newfoundland. Her bøier Strømmen imod Syd, idet den følger Østkysten af Landet indtil forbi Cap Race, og passerer derpaa over Newfoundlands store Banke til den møder Golfstrømmen, hvilken den derpaa deelviis følger langs den amerikanske Kyst indtil Kysten af Florida; medens den Deel af Polarstrømmen, som ikke følger Golfstrømmen imod Sydvest, sædvanligt antages at løbe under Golfstrømmen Øst for Newfoundland og derefter at fortsætte Veien i sydostlig Retning over imod den afrikanske Kyst, hvor Havvandet har en forholdsviis lav Temperatur.

For nu ved Hjælp af de i det Foregaaende fremstillede Love for Vandets Bevægelse i almindelige Ledninger at kunne udlede Lovene for Bevægelsen af disse umaadelige Havstrømme, er det naturligviis først nødvendigt at søge at komme til Erkjendelse af de Kræfter, som fremkalde og vedligeholde disse Strømmes Løb.

I *The physical geography of the sea* bemærker Capitain Maury: «Golfstrømmen er en Flod i Havet; i den stærkeste Tørke mangler den aldrig Vand, i dens mægtigste Opsvulmen flyder den aldrig over; dens Bredder og dens Bund ere af koldt, dens Strøm er af varmt Vand; den udspringer i den mexikanske Bugt og udtømmer sig i Iishavet;

i hele Verden gives der ingen mere majestætisk Strøm.» Dens Løb er hurtigere end Mississippis og Amazonens, og dens Vandmasse er mere end tusinde Gange større. En Mængde forskellige Meninger og Gisninger over Golfstrømmens Aarsag og Væsen ere blevne opstillede for at forklare denne Strøms Løb; men Maury troer, at man nu meest holder til den Mening, at saavel denne som andre vedvarende Strømme i Havet væsentligt ere foranledigede ved den bestandige Forskjel, som Temperatur og Saltmængde foraarsager i Vandets specifikke Vægt. Da en saadan Forskjel i Vægtfylde efter hans Anskuelse ikke kan bestaae med Ligevægten, maae de store Havstrømme sættes i Bevægelse; men da de Kræfter, som forrykke Ligevægten i Havet ere ligesaa ufortrødne som Varmen og Kulden, kræver Ligevægtens Gjenoprettelse et System af stedsevarende (permanente) Strømme. I tidligere Tider betragtede man Golfstrømmen som en Fortsættelse af Mississippi; men denne Mening maatte forkastes, da det blev paaviist, at Golfstrømmens Vandføring var mere end tusinde Gange større end Mississippis, og da Golfstrømmens Vand tilmed fandtes at være salt medens Flodvandet var fersk. Den Mening, som derefter vandt størst Tiltro hos de Søfarende var efter Maury's Angivelse den, som blev fremsat af den berømte Benjamin Franklin, der betragtede Golfstrømmen, som en Virkning af Passatvindene, hvilke efter hans Mening trykke paa Havfladen under Troperne og derved bevirke en Opstemning af Vandet imod Sydvest og en Bevægelse af samme ind i det caraibiske Hav, hvorfra det søger Udvei gennem den mexikanske Bugt og Golfstrømmen. Capitain Maury benægter bestemt Rigtigheden af Franklins Theori, som forøvrigt forsvares af Mange, bl. A. af Rennell, der ligesaa bestemt fraskriver de af Maury opstillede Aarsager, nemlig Fordampning, Temperatur, Salte, Muslinger etc., enhver Betydning med Hensyn til Havstrømmenes Dannelse. Maury indrømmer vel, at Passaterne kunne hjælpe til at give Golfstrømmen dens Hastighed, men paastaaer paa den anden Side, at disse Vinde ere ude af Stand til at give en Vandmasse, saa stor som Golfstrømmen, et saadant Moment, at den alene paa Grund deraf kan gjennekrydse Atlanterhavet fra Amerika indtil Europas Kyster i en saa bestemt udpræget Strøm som Tilfældet er.

Maury henviser i saa Henseende til Niagara som «en uhyre Flod», hvis Vand løber ned i en lavere Slette, saaledes som Golfstrømmen, efter Franklins Anskuelse, antages at gjøre; men han fremhæver da tillige, at denne Strøm, istedetfor i mange Mil at bevare sin Character som en særskilt og tydelig begrændset Flod gennem Ontario-Søen, strax breder sig ud og taber sig i Indsøen. Maury gjør endvidere opmærksom paa, at i Sommertiden, hvor Golfstrømmen fører sin største Vandmasse gennem Strædet ved Florida og løber Nordpaa med størst Hastighed, løber der en Koldvandsstrøm med lige saa stor Hastighed imod Syd fra Baffinsbugten, Labrador og de nordlige Kyster af Amerika, og han stiller nu det Spørgsmaal: «Hvor er den Passat, som giver Baffinsbugten en høiere Vandstand eller som blot trykker paa og hjælper til at sætte denne Koldvandsstrøm

Bevægelse?» — Ved Newfoundland's Banker, hvor denne Koldvandsstrøm møder Golfstrømmen, deler Polarstrømmen sig efter Maury's Angivelse i to Strømme, hvoraf den ene løber under Golfstrømmen og tilsidst udtømmer sig i det caraibiske Hav, hvor man har fundet Vandet i Dybet at have en Temperatur, der er langt under Jordskorpens Middelvarme og næsten lige saa koldt, som i en tilsvarende Dybde ved Spidsbergens Kyster, medens den anden Green af Koldvandsstrømmen fra Labrador ifølge Maury løber Sydvest hen mellem Golfstrømmen og Amerikas Kyster, indtil den tilsidst synes at udmunde i den mexikanske Bugt, hvor Vandspeilet efter Franklins Theori skulde have et saameget høiere Niveau, at Golfstrømmen derved i en samlet Strøm skulde drives tværs over Atlanterhavet i mere end 800 Miils Længde. Det urimelige, som efter Maury's Mening ligger i den Franklinske Theori, søger han derefter yderligere at belyse ved nogle Bemærkninger, der grunde sig paa den af Kepler først udtalte Tanke, at Jordrotationen maa udøve en mærkelig Indflydelse paa alle Strømme, der bevæge sig i Retning fra Nord til Syd eller omvendt.

Paa det Sted, hvor Golfstrømmen træder ud i det aabne Atlanterhav, siger Maury, nemlig Nord for Bahamaerne, har Strømmen paa Grund af Jordens Rotation en Hastighed fra Vest til Øst, som langt overstiger den Hastighed, hvormed Vandstrømmen bevæger sig i samme Retning naar den ankommer til Newfoundland's Banker. Forskjellen har Strømmen altsaa tabt paa Veien paa Grund af Havets Modstand, hvilken Modstand derfor efter Maury's Beregning maa beløbe sig til mange Atmosfærers Tryk. «Er det tænkeligt», spørger Maury, «at Trykket af de spagfærdige Passatvinde kan overvinde en saadan Modstand eller frembringe den Virkning, man har tillagt dem? — Intet uden en stadigt virkende Kraft kan vedligeholde Strømmen i Havet eller bringe en Flod til at løbe paa Landet. Var ikke Tyngdekraften, vilde Mississippis Vande forblive i dens Kilder, og var ikke den specifikke Vægt forskjellig, vilde Golfstrømmens Vande bestandigt forblive i Atlanterhavets tropiske Farvand».

For derefter at forklare sine Meninger om Strømforsøholdene, tænker Maury sig en Klode af Størrelse som Jorden, overalt bedækket med Vand af 200 Favnes Dybde. Han forestiller sig Temperaturen at være den samme overalt, og enhver Kilde til Fordampning og Varmeudstrømning at være fjernet. Paa denne Klode vilde der altsaa hverken være Vind eller Strøm. Fremdeles tænker han sig alt Vand indenfor Vendekredsene indtil en Dybde af 100 Favne pludseligt forvandlet til Olie; derved vilde Ligevægten være forstyrret, og et almindeligt System af Strømme og Modstrømme maatte da opstaae. Olien maatte i et sammenhængende Lag flyde hen imod Polerne, medens Vandet i en nedre Strøm maatte bevæge sig imod Æquator. I det Øieblik, da Olien træder ind i Polareggen, tænker han sig den paany forvandlet til Vand, som i en Understrøm løber tilbage til Æquator, men naar det saaledes tilbagestrømmende Vand, som en Understrøm igjen ankommer indenfor Vendecirklerne, tænker han sig det atter forvandlet til Olie, som stiger op til Overfladen for der at udbrede

sig. Paa denne Maade maa der da opstaae et System af tropiske og polære Strømme. Maury tænker sig nu videre, at Kloden sættes i omdreieende Bevægelse fra Vest til Øst om dens Axe, en Gang rundt i 24 Timer. Enhver Oliepartikkel vilde da, ifølge Maury's Angivelse, nærme sig Polen i en spiralformet Bane med større og større østlig Hastighed, indtil den endelig vilde naae Polen og fare rundt om denne med en Hastighed af omtrent 225 Miil i Timen, hvilken er Jordens og altsaa ogsaa Vandets Hastighed under Ækvator. Naar Oliepartiklen derpaa blev til Vand og tabte sin Hastighed, vilde den atter nærme sig Troperne i modsat Retning efter en lignende Spiral. Hvis Forholdene mellem Hav og Land tillige tænkes fordeelt paa samme Maade, som Tilfældet er paa selve Jordoverfladen, saa vil nødvendigviis det eensformige Strømsystem afbrydes af de mange forskjellige locale Forhold, hvorved der da paa nogle Steder kunde fremkomme Strømme, som vilde overgaae de andre baade i Størrelse og Hastighed. Men ikke destomindre vil et System af Strømme og Modstrømme bestandigt vedblive deres Løb imellem Ækvator og begge Polerne. — «Kunne ikke de koldere Vande fra Norden, og de fra den mexikanske Bugt kommende varme Vande, der ved den tropiske Hede ere gjorte lettere, ialtfald indtil en vis Grad siges at forholde sig til hinanden som Vandet og Olien i vort Exempel?» spørger Capitain Maury. —

Den af Maury saaledes udtalte Tanke, at Havvandet strømmer fra Æqvatorialegnene langs Overfladen imod Polerne, fordi det er mindre vægtfuldt end det underliggende Havvand, som imidlertid maa strømme fra Polarhavene imod Ækvator i en nedre Strøm, forekommer mig ikke blot sindrig og naturlig, men jeg troer endog at turde paastaae, at den til en vis Grad er rigtig. Desto mere har det maattet undret mig at see, at Maury, istedetfor at forfølge denne Tanke og gjøre sig det klart, hvorfor Olien vilde flyde imod Polerne og hvorfor Vandet vilde flyde i Understrømmen tilbage til Ækvator, factisk forlader denne rigtige Tanke for i dens Sted at fordybe sig i Betragtninger over den store Fordampning, formedelst Passatvindene, og den derved fremkaldte store Saltholdighed af Vandet i de tropiske Have, navnlig i det caraibiske Hav, — Betragtninger, som tilsidst lede ham til at antage, at Golfstrømmen dannes af Vandet i det caraibiske Hav, fordi dette Vand har en større Vægtfylde end Atlanterhavets Vand, som netop derfor fortrænges. Det er nemlig tydeligt, at det aldeles ikke kan have staaet klart for Maury, hvorfor Olien paa hans tænkte Klode vilde flyde imod Polerne og hvorfor Vandet vilde flyde tilbage mod Ækvator; thi havde dette været ham indlysende, maatte han ogsaa have indseet Nødvendigheden af, at Havfladen under Ækvator i det betragtede Tilfælde maatte indtage en betydelig høiere Stand end under Polerne, samt at Havfladen for de permanente Strømme, som han tænker sig, maatte indstille sig med et Fald imod Polerne, som vel kunde være tilstrækkelig til at fremkalde de Overfladestrømme, hvis Aarsag han søger at finde. Havde Maury indseet og gjort sig tydeligt, at saalænge Olie-lagets Overflade ikke laae c. 10 Favne høiere end Vandspeilet, vilde der ved Bunden af det 100 Favne dybe Olielag være et mindre Tryk paa en Overflade-Eenhed end i samme Dybde

under Vandspeilet i Polaregnene, saa vilde han ogsaa have indseet, at Franklin sandsynligviis havde Ret, naar han paastod, at Vandet i den mexikanske Bugt har en høiere Stand end Vandet i det nordlige Atlanterhav, samt at Golfstrømmens Løb idetmindste for en Deel har sin Aarsag i dette Fald; han vilde tilmed have været paa det Rene med at naar Olielagets Overflade under Æquator ikke stod 10 Favne høiere end Vandspeilet under Polerne, vilde der desuden findes en bevægende Kraft i Dybden, som vilde være tilstrækkelig til at drive Vandet i Understrømme tilbage til Æquator, uagtet Overfladen havde en meget høiere Stand end under Polerne. Istedetfor saaledes grundigt at gjenomtænke sin utvivlsomt rigtige Tanke og forfølge dens Conseqventser, holder Maury derimod fast ved den urigtige, at Vandspeilet i den mexikanske Bugt har samme Høidebeliggenhed, som Vandspeilet i det nordlige Atlanterhav; for paa dette Grundlag at forklare Golfstrømmens Aarsag og Løb gennem Atlanterhavet griber han den stik modsatte Hypothese nemlig, at betragte Vandet under Troperne som mere vægtfuldt end Vandet i de tempererede Have. Men idet han derved, uden selv ret at mærke det, lægger to fuldkommen stridende Anskuelser til Grund for sine Betragtninger over Golfstrømmens Oprindelse bliver det ham naturligviis umuligt at komme til Klarhed i Anskuelse angaaende Strømforholdene, hvilket ogsaa tydeligt nok fremgaaer af følgende Slutnings-Bemærkning: Hvad der nu er Aarsag til, at disse Passatvande forblive paa Overfladen, — om det er Vandpartiklernes Sammenhængskraft, der er bleven forøget; om det er, fordi Udvidelsen, foranlediget af den tropiske Zones Hede, formaaer at opveie den forøgede Salthed; om det er paa Grund af den lave Temperatur og store Saltholdighed af de undersøiske Vande i det tropiske Hav; eller endelig af alle disse Aarsager tilsammen, — nok er det, vi vide med Vished, at de forblive paa Overfladen, og at de som en overfladisk Strøm vandre ind i det caraibiske Hav. Passaterne kunne hjælpe til at drive Vandet ind i dette Hav; men selv om vi antage, at den Vandmængde, som saaledes drives derind, er nok saa stor, hvad er det saa for en Kraft, som driver det videre med Golfstrømmen lige til Europas Kyster? Aarsagen er den, at det finder Plads der, fordi Vandets specifikke Vægt er forskjellig for de tropiske Have og for de nordlige og kolde Oceaner. — «Hvor vi henlægge Sædet for den bevægende Kraft, kan være ligegyldigt; ligesaa godt i de nordlige Have som i de tropiske». — At der fra et saa uklart Standpunkt ikke kan opnaaes et klart Blik paa Strømforholdene er indlysende.

For at bringe Sagen paa det rigtige Spor, maae vi forlade Maury's Hovedtanke, at Havet har en større Vægtfylde under Troperne end i de tempererede Egne, og istedet derfor gaae ud fra hans første Tanke, at Vægtfylden af Havvandet er mindst under Troperne og voxer imod Polerne. Herved skal jeg dog ikke unnlade at bemærke, at Maury, dengang han nedskrev sine Anskuelser, ingen Midler havde til at afgjøre om Vandet under Æquator virkelig har en større eller mindre Vægtfylde end Vandet i Polarhavene; thi

det er først senere, navnlig efter at afdøde Conferentsraad Forchhammer havde meddeelt Resultaterne af sine Undersøgelser om Søvandets Bestandele og deres Fordeling i Havet*), blevet muligt med Bestemthed at afgjøre dette Spørgsmaal:

Ved Hjælp af Forchhammer's Undersøgelser kan det nu med Bestemthed paavises, at Havvandets Tæthed eller Vægtfylde virkelig er mindst under Ækvator, og derfra voxende imod Polerne, saaledes som Maury oprindeligt antog. For ved Hjælp af nævnte Undersøgelser at kunne paavise dette, skal jeg først bemærke, at ifølge Maury's *Sailings Directions*, kan Havvandets Vægtfylde, svarende til enhver i Havet forekommende Temperatur θ , tilnærmelsesviis fremstilles ved:

$$1 \quad \frac{0,99997 + 0,0000058 \cdot (2,2 + \theta)^2}{}$$

idet Vandets Saltholdighed betragtes som uforanderlig, og den Vægtfylde, som Vandet har ved $0^\circ C.$, tages som Eenhed. Fremdeles skal jeg bemærke, at ifølge Forsøg med Søvand, der ere udførte af Despretz, kan Havvandets Vægtfylde under constant Temperatur fremstilles ved:

$$1 + 0,00081 \cdot s,$$

idet s betegner Antallet af Vægtdele Salt, som indeholdes i 1000 Vægtdele Søvand; heraf lader det sig da med Lethed vise, at Søvandets Vægtfylde i Almindelighed kan fremstilles ved:

$$e = \frac{1 + 0,00081 \cdot s}{0,99997 + 0,0000058 (2,2 + \theta)^2}$$

i Forhold til Vægtfylden af reent Vand ved $0^\circ C.$

Betragte vi f. Ex. Søvand, som indeholder 36 pro. Mille Salt, og hvis Temperatur er $60^\circ \text{ Fahr.} = 15,5^\circ C.$, saa finde vi $e = 1,0274$, medens Capitain Maury for dette Tilfælde sætter Søvandets Vægtfylde $= 1,0279$.

I nærværende Undersøgelse kommer det imidlertid ikke saa meget an paa at angive Søvandets Vægtfylde i Forhold til reent Vand, som paa at bestemme Havvandets Vægtfylde i Forhold til den Vægtfylde, som Havet har paa et bestemt Punkt, hvor dets Saltmængde $= s_1$, dets Temperatur $= \theta_1$.

Vælge vi nemlig denne sidste Vægtfylde som Eenhed, kan Havvandets Vægtfylde, svarende til s og θ , fremstilles saaledes:

$$e = \frac{(1 + a \cdot s)(1 + b(2,2 + \theta_1)^2)}{(1 + a \cdot s_1)(1 + b(2,2 + \theta_1)^2)}$$

idet vi for Kortheds Skyld sætte $a = 0,00081$ og $b = 0,0000058$. Men da baade $a \cdot s$ og $a \cdot s_1$ saavel som $b(2,2 + \theta)^2$ og $b(2,2 + \theta_1)^2$ stedse ere meget smaa Størrelser imod 1, saa kunne vi med tilstrækkelig Nøiagtighed fremstille Vandets Vægtfylde for et hvilket som helst Punkt i Havet, hvor dets Saltmængde er s og dets Temperatur θ , ved:

$$e = 1 + a(s - s_1) - b((2,2 + \theta)^2 - (2,2 + \theta_1)^2).$$

*) Universitetsprogram for 1859.

Som Eenhed for Vægtfylden ville vi vælge den Tæthed, som Havvandet har i Overfladen Syd og Sydost for Grønland, hvor Tætheden synes at være størst. Vi indsætte derfor i Overeensstemmelse med Forchhammer's Undersøgelser $s_1 = 35$ og $\theta_1 = 4^\circ$, og finde derefter, at Havvandets Tæthed eller Vægtfylde kan fremstilles ved følgende numeriske Ligning:

$$\rho = 0,9718 + 0,00081 \cdot s - 0,0000058 \cdot (4,4 + \theta) \theta \dots \dots \dots (58)$$

Ved efterhaanden heri at indsætte de Værdier for s , som Forchhammer har fundet for Havvandets Saltholdighed, og ved derhos for θ at sætte Havtemperaturen, svarende til ethvert af de undersøgte Punkter i Havet, erholdes Havvandets Vægtfylde i Forhold til den valgte Eenhed. Resultatet af denne Beregning findes angivet i efterfølgende:

T a b e l.

Iagttagelsesstedet.	Vandets Saltholdighed (s) udtrykt i pr. Mille	Vandets Temperatur (θ) (Celsius Grader)	Vandets Vægtfylde (ρ)
Davisstrædet, Vest for Disco 70° N. B.	33,6	2°	0,9990
— 69° N. B.	33,4	6°	0,9986
— 69° N. B.	33,2	$5\frac{2}{3}^\circ$	0,9984
— 67° N. B.	32,3	$5\frac{1}{2}^\circ$	0,9977
— 65° N. B.	32,9	$6\frac{1}{2}^\circ$	0,9982
— 62° N. B.	33,1	1°	0,9984
— $60\frac{1}{2}^\circ$ N. B.	34,4	4°	0,9993
I Kanten af den sydgrønlandske Polarstrøm 59° N. B., 52° V. L. f. Grw.	32,4	9°	0,9974
Grønlands Østside, udenfor Iisstrømmen paa $60\frac{1}{2}^\circ$ N. B., $33\frac{1}{2}^\circ$ V. L.	35,4	8°	1,0000
Syd for Grønland, ved Kanten af Iisstrømmen paa $59\frac{1}{2}^\circ$ N. B., 39° V. L.	35,1	5°	1,0000
Syd for Grønland, 58° N. B., 46° V. L.	35,0	4°	1,0000
Mellem Iisland og Skotland i Golfstrømmen	35,4	12°	0,9994
I Golfstrømmen, 48° N. B., 34° V. L.	35,6	$15\frac{1}{2}^\circ$	0,9989
— $47\frac{2}{3}^\circ$ N. B., 32° V. L.	35,9	17°	0,9989
— $44\frac{1}{2}^\circ$ N. B., 43° V. L.	34,1	19°	} 0,9968
— $43\frac{1}{3}^\circ$ N. B., $44\frac{1}{3}^\circ$ V. L.	35,9	19°	
I og ved Golfstrømmens østlige Deel:			
paa $47\frac{1}{3}^\circ$ N. B., 19° V. L.	35,6	$15\frac{1}{2}^\circ$	} 0,9989
— 50° N. B., 11° V. L.	35,6	15°	
— $47\frac{1}{3}^\circ$ N. B., 21° V. L.	36,1	15°	0,9992
— $46\frac{1}{3}^\circ$ N. B., 23° V. L.	36,0	18°	0,9987
— $44\frac{1}{3}^\circ$ N. B., $30\frac{1}{3}^\circ$ V. L.	36,0	20°	0,9982

Iagttagelsesstedet.	Vandets Saltholdig- hed (s) udtrykt i pr. Mille	Vandets Temperatur (θ) (Celsius Grader)	Vandets Vægtfylde (ρ)
I Grændsen mellem Golfstrømmen og Sargassohavet:			
paa 41° N. B., $36\frac{1}{3}^{\circ}$ V. L.	56,4	21°	0,9983
— $38\frac{1}{3}^{\circ}$ N. B., 43° V. L.	56,9	25°	0,9982
— 37° N. B., $48\frac{1}{3}^{\circ}$ V. L.	56,6	24°	0,9975
— 36° N. B., 55° V. L.	56,5	25°	0,9971
I Sargassohavet, paa $29\frac{1}{3}^{\circ}$ N. B., 60° V. L.	56,8	27°	0,9969
Vest for Bermudas 32° N. B., 68° V. L.	56,5	26°	0,9969
Syd for Bermudas, $23\frac{2}{3}^{\circ}$ N. B., $65\frac{1}{4}^{\circ}$ V. L.	56,8	28°	0,9965
— — 25° N. B., $65\frac{2}{3}^{\circ}$ V. L.	56,7	27°	0,9967
— — $22\frac{1}{2}^{\circ}$ N. B., 69° V. L.	56,5	28°	0,9961
I Sargassohavets sydlige Deel, 21° N. B., 42° V. L.	54,8	27°	0,9950
Ved Indløbet til det caraiske Hav, Nord for St. Thomas:			
paa $19\frac{1}{3}^{\circ}$ N. B., $65\frac{1}{3}^{\circ}$ V. L.	55,8	28°	0,9955
Mellem St. Thomas og St. Croix	55,8	28°	0,9955
Ved St. Croix	56,0	28°	0,9957
I Golfstrømmen, Nord for Bermudas, paa 37° N. B., $66\frac{1}{2}^{\circ}$ V. L. . . .	55,9	25°	0,9968
I Golfstrømmen, Nordost for Bermudas:			
paa $37\frac{1}{3}^{\circ}$ N. B., 61° V. L.	56,1	25°	0,9969
— $39\frac{2}{3}^{\circ}$ N. B., 55° V. L.	56,5	24°	0,9974
I den tilbagevendende Golfstrøm:			
paa 24° N. B., 23° V. L.	57,9	25°	0,9984
— $12\frac{1}{2}^{\circ}$ N. B., $25\frac{1}{2}^{\circ}$ V. L.	56,2	27°	0,9964
I Ækvatorialstrømmen:			
paa 10° N. B., $24\frac{1}{3}^{\circ}$ V. L.	55,9	28°	0,9956
— $3\frac{1}{2}^{\circ}$ N. B., $25\frac{1}{2}^{\circ}$ V. L.	56,1	28°	0,9958
— 1° N. B., 26° V. L.	55,7	28°	0,9955
I Ækvatorialstrømmens sydgaaende Green:			
paa 17° S. B., $33\frac{1}{2}^{\circ}$ V. L.	57,2	28°	0,9968
— 23° S. B., $37\frac{1}{4}^{\circ}$ V. L.	56,4	27°	0,9965
I den Brasilianske Strøm:			
paa $28\frac{1}{4}^{\circ}$ S. B., 40° V. L.	55,9	26°	0,9965
— $29\frac{1}{4}^{\circ}$ S. B., $38\frac{1}{2}^{\circ}$ V. L.	57,0	26°	0,9974
I Koldvandsstrømmen, Øst for Buenos Ayres, paa $40\frac{1}{2}^{\circ}$ S. B., 41° V. L.	54,8	15°	0,9984
I Koldvandsstrømmen fra Cap Horn:			
paa $50\frac{1}{2}^{\circ}$ S. B., $52\frac{1}{4}^{\circ}$ V. L.	54,2	10°	0,9988
— $57\frac{1}{2}^{\circ}$ S. B., 67° V. L.	55,8	5°	0,9990

I Henhold til ovenstaaende Tabel stiller Havvandets Vægtfylde sig gennemsnitlig saaledes:

Paa den nordlige Halvkugle.		Paa den sydlige Halvkugle.	
Mellem 70° og 60° Brede . . .	0,9980 (Davisstrædet)	—	ubekjendt —
Under 60° — . . .	1,0000 (Atlantehavet)	—	— —
Mellem 60° og 50° — . . .	0,9994 —	i Koldvandsstrøm fra Cap Horn	0,9990
— 50° — 40° — . . .	0,9985 —	i Atlanterhavet	0,9984
— 40° — 25° — . . .	0,9972 —	i do.	0,9970
— 25° — 0° — . . .	0,9956 —	i do.	0,9966.

Af denne Tabel fremgaaer tydeligt, at Atlanterhavets Vægtfylde voxer med Stedets Bredegrad fra Ækvator imod begge Poler, og hermed synes det at kunne betragtes som afgjort, at Havet, for at være i Ligevægt i større Dybder, hvad al Erfaring tyder hen paa, maa have en høiere Stand under Troperne end under Bredegrader, der ligge nærmere Polerne.

For derefter at kunne danne os en Forestilling om, hvormeget Havfladen under Ækvator, i Tilfælde af Ligevægt i Dybden, maa være hævet over Havfladen i Polarhavene, er det nødvendigt at undersøge, hvorledes Havvandets Tæthed eller Vægtfylde varierer med Dybden under Havfladen. I den Henseende kan det strax i Almindelighed bemærkes, at da Strømforholdene maae betragtes som permanente, kan Søvandets Tæthed ikke paa noget Punkt aftage med Dybden, men dets Vægtfylde, bestemt ved Formlen (58), maa enten voxer med Dybden eller være uafhængig af denne. Hvad Havvandets Saltholdighed i forskjellige Dybder angaaer, da har Forchhammer ogsaa givet værdifulde Oplysninger herom; thi foruden den store Mængde Prøver af Søvand, som efter hans Anmodning ere tagne af Overfladevandet i de forskjellige Verdenshave, har han tillige undersøgt en stor Deel Vandprøver, tagne i forskjellige Dybder under Overfladen, og hvis Saltholdighed han har bestemt og beskrevet i sin Afhandling. Jeg skal saaledes anføre, at ifølge Prøver af Vand, tagne af Capitain Ross paa 1° N. B. og 26° V. L. f. Grw., var Havvandets Saltholdighed:

i Overfladen 35,74 pr. Mille,
i 300 Favnes Dybde under Overfladen 35,52 — —
og i 600 — — — — 35,36 — —;
Saltholdigheden af Vandet aftog altsaa paa de første 300 Favne 0,073 pro Mille pr. 100 Favne og paa den hele Dybde gennemsnitlig 0,063 pro Mille pr. 100 Favne.

Ifølge Prøver af Vand, tagne af Capitain Ross paa 12½° N. B. og 25½° V. L., var Saltholdigheden i Overfladen 36,20 pr. Mille
og i 1850 Favnes Dybde under Overfladen 35,17 — —.

Paa dette Strøg aftog Saltholdigheden altsaa gjennemsnitlig 0,055 pro Mille pr. 100 Favnes Dybde.

Ifølge Prøver af Vand, tagne af Admiral Irminger paa 25° N. B., $65\frac{2}{3}^{\circ}$ V. L., var Saltholdigheden i Overfladen 36,70 pr. Mille og i 489 Favnes Dybde under Overfladen 36,48 — —; Saltholdigheden var altsaa aftagende med 0,045 pr. Mille pr. 100 Favne.

Ifølge Prøver af Vand, tagne af Capitain Schultz paa $47\frac{2}{3}^{\circ}$ N. B., $9\frac{1}{2}^{\circ}$ V. L. (i Nærheden af Canalen), var Vandets Saltholdighed:

i Overfladen 35,92 pr. Mille,
i 85 Favnes Dybde 36,03 — —.

Her var Saltholdigheden altsaa svagt voxende med Dybden.

Ifølge Prøver af Vand, tagne af Admiral v. Dockum paa $40\frac{1}{3}^{\circ}$ N. B., $54\frac{1}{4}^{\circ}$ V. L. (midt i Golfstrømmen, Sydvest for Newfoundlandsbanken), indeholdt Vandet en Saltmængde:

i Overfladen af 36,36 pr. Mille,
i 35 til 45 Favnes Dybde 36,60 — —;

Saltholdigheden tiltog altsaa ogsaa her med Dybden.

Ved Hjælp af Vandprøver, tagne af Capitain Gram paa 60° N. B. og 8° V. L., har Forchhammer bestemt Saltholdigheden:

i Overfladen til 35,58 pr. Mille,
i 45 Favnes Dybde til 35,46 — —.

Her var Saltholdigheden atter aftagende med Dybden.

Fremdeles har Capt. Gram taget Vandprøver paa 60° N. B., 39° V. L., i Kanten af Polarstrømmen langs Grønlands Østkyst,

Vandet i Overfladen indeholdt . . . 35,07 pr. Mille,
i 45 Favnes Dybde derimod . . . 34,96 — —;

Saltholdigheden var altsaa ligeledes aftagende med Dybden.

Endelig har Admiral Bille taget Prøver af Vand i den japanesiske Golfstrøm paa $38\frac{1}{2}^{\circ}$ N. B., $148\frac{1}{2}^{\circ}$ Ø. L., hvoraf Forchhammer har fundet Saltholdigheden i Overfladen = 34,05 pr. Mille,

i 500 Favnes Dybde under — = 34,43 — —,

der giver en Tilvæxt pr. 100 Favnes Dybde af 0,075 pr. Mille.

Af disse Undersøgelser fremgaaer, at Havvandets Saltholdighed i det Hele taget kun forandrer sig meget lidt med Dybden; paa nogle Steder synes den at være voxende, men paa de fleste Steder at være aftagende med Dybden, og dersom vi indskrænke vore Betragtninger til Atlanterhavet, hvor Forholdene i det Hele taget ere bedst kjendte, viser det sig, at Havvandets Saltholdighed maa betragtes som saaledes aftagende i større Dybder, at vi næppe ville begaae nogen stor Feil ved at antage, at den gjennemsnitlige Aftagelse beløber sig til 0,05 pro Mille pr. 100 Favnes Dybde.

En Aftagelse af Havets Saltholdighed med Dybden viser aabenbart hen paa, at der i Dybden gaar en svag Strømning af koldt Vand fra Polarhavene ned imod Æqvator, hvilket ogsaa bekræftes af en Mængde Temperatur-Maalninger, som ere foretagne i de tempererede og tropiske Have. Capitain Maury angiver saaledes for den Æquatorialstrøm, som sætter ind i det caraibiske Hav, at medens Havtemperaturen i Overfladen fandtes at være $29^{\circ} C.$, fandtes Temperaturen i 240 Favnes Dybde at være 9° — og i 500 Favnes Dybde kun 6° —

Admiral Irminger fandt den 14de Septbr. 1847, under Havblik, i Sigte af Madera paa $32^{\circ} N. B.$, $17\frac{1}{4}^{\circ} V. L. f. Grw.$, Overflade-Temperaturen = $25^{\circ} C.$, medens Varmegraden i 330 Favnes Dybde kun var = $11^{\circ} C.$, Lufttemperaturen paa Dækket var $24\frac{1}{2}^{\circ} C.$ Han bestemte derhos Strømretningen i Dybden ved et dertil construeret Apparat, som findes beskrevet i hans Afhandling i Tidsskrift for Søvæsen*), og fandt derved, at i 330 Favnes Dybde løb en Understrøm V. S. V. hen, medens der ikke sporedes nogen Strømsætning paa Overfladen.

Den 17de Marts 1849 udførte Admiral Irminger en lignende Observation, under Havblik, paa $25^{\circ} N. B.$, $65\frac{2}{3}^{\circ} V. L.$ Lufttemperaturen fandtes at være $26^{\circ} C.$, medens Havvandets Temperatur i Overfladen var $24\frac{3}{4}^{\circ} C.$ og i 489 Favnes Dybde $7\frac{3}{4}^{\circ} C.$ I denne Dybde bestemte han tillige ved tvende Maalninger, der nøiagtig gav samme Resultat, Strømretningen, der fandtes at løbe N. V. hen.

Paa Jordomseilings-Expeditionen i Aarene 1845—1847 har Admiral Bille indsamlet en Mængde værdifulde Bidrag til Bedømmelsen af Havets Temperatur i forskjellige Dybder**). Den 6te—7de August 1845 fandt han saaledes i Atlanterhavet, paa $16^{\circ} N. B.$, $27^{\circ} V. L. f. Grw.$,

at medens Overfladetemperaturen var	27° — $27\frac{1}{2}^{\circ} C.$,
var Havtemperaturen i 204 Favnes Dybde	11° —,
Do. i 305 — —	$8\frac{1}{4}^{\circ}$ —,
Do. i 505 — —	6° —.

Den 14de Septbr. 1845 fandtes endvidere i den sydvestlige Deel af det indiske Hav, omtrent paa $37^{\circ} S. B.$, $40^{\circ} \varnothing. L.$, Havets Varmegrad i Overfladen at være $18\frac{1}{4}^{\circ} C.$,
i 249 Favnes Dybde $14\frac{1}{2}^{\circ}$ —,
i 476 — — 10° —.

Den 9de Octbr. 1845, 20 Miil fra Land, Sydost for Ceilon, fandtes
Havtemperaturen i Overfladen = $28\frac{1}{2}^{\circ} C.$,
Do. i 700 Favnes Dybde = 7° —.

*) Om Havets Strømninger af Capt. C. Irminger. Nyt Archiv for Søvæsenet. Kjøbhn. 1853.

**) Steen Bille's Beretning om Galatheas Reise omkring Jorden. Ved W. v. Rosen. Kjøbhn. 1853.

Den 4de Marts 1846, mellem Malacca og Sumatra, fandtes

Overfladetemperaturen = $24^{\circ} C.$,

Vandtemperaturen i 250 Favnes Dybde . . . = $11^{\circ} —$.

Den 7de August 1846, i den Japanesiske Golfstrøm paa $38\frac{1}{2}^{\circ}$ N. B., $148\frac{1}{2}^{\circ}$ Ø. L.,
fandtes

Overfladetemperaturen = $20\frac{1}{4}^{\circ} C.$,

Temperaturen i 500 Favnes Dybde = $6^{\circ} —$.

Den 11te Septbr. 1846, omtrent paa 38° N. B., 170° V. L. fandtes

Havtemperaturen i Overfladen = $16^{\circ} C.$,

Do. i 300 Favnes Dybde = $7^{\circ} —$.

Den 26de Septbr. 1846, omtrent paa 30° N. B., 150° V. L., Nord for Sandwichøerne,
fandtes

Havtemperaturen i Overfladen = $17^{\circ} C.$,

Do. i 300 Favnes Dybde = $7\frac{1}{2}^{\circ} —$,

Do. i 500 — — = $7^{\circ} —$.

Den 27de Septbr. 1846, lidt nærmere Sandwichøerne, fandtes

Havtemperaturen i Overfladen = $18^{\circ} —$,

Do. i 500 Favnes Dybde = $4\frac{1}{4}^{\circ} —$.

Den 31te December 1846, paa $31\frac{1}{3}^{\circ}$ S. B. og 140° V. L., i Sydhavet, fandtes

Havtemperaturen i Overfladen at være $16\frac{1}{2}^{\circ} C.$,

Do. i 500 Favnes Dybde $8\frac{1}{2}^{\circ} —$.

Endelig den 5te Januar 1847, paa $33\frac{2}{3}^{\circ}$ S. B. og 132° V. L., i Sydhavet, fandt
Admiral Bille

Havtemperaturen i Overfladen at være $16\frac{1}{2}^{\circ} C.$,

Do. i 500 Favnes Dybde $5^{\circ} —$.

Det vil heraf være klart, at Havtemperaturen i de tropiske og tempererede Egne aftager fra Overfladen indtil en Dybde af omtrent 500 Favne saaledes, at man i Almindelighed tør antage, at i de tempererede og tropiske Egne har Verdenshavene i en Dybde af c. 500 Favne en Temperatur af $4\frac{1}{2}$ til $8\frac{1}{2}^{\circ} C.$

Det vil imidlertid være indlysende at en saadan Aftagelse af Temperaturen, som Verdenshavene vise, umuligt kunde finde Sted, dersom Havvandet ikke var i Strømning; thi da Jordvarmen voxer indad imod Jordens Midtpunkt, gaaer der selvfølgelig en Strøm af Varme ud igjennem dens Overflade, og hvis der altsaa ikke foregik nogen Strømning i Havet, maatte Havtemperaturen voxte med Dybden, istedetfor at den i Virkeligheden aftager med denne.

Da den af Jorden udstrømmende Varmemængde imidlertid er meget lille i Forhold

til den store Vandmængde i Havet, og da Havets Varmegrad i 500 Favnes Dybde desuagtet sees at voxer fra Polaregnene, hvor den er nær ved Nul, indtil Ækvator, bliver det deraf sandsynligt, at det underliggende Hav strømmer saa langsomt, at vi uden mærkelig Feil tør betragte det som stillestaaende, i Forhold til de Overfladestrømme, hvormed vi her ville beskæftige os.

Gaae vi ud fra den Tæthed, som Havvandet har i Egnen Syd for Grønland, hvor dets Saltholdighed er 35 pr. Mille og dets Temperatur $4^{\circ} C$, idet vi, som foran bemærket, sætte denne Tæthed af Søvandet = 1, samt antage vi, at Vandtemperaturen sammesteds i 500 Favnes Dybde er = $0^{\circ} C$. og Saltholdigheden i samme Dybde = $(35 - 0,25) = 34,75$ pr. Mille, saa finde vi ifølge (58), at Søvandet paa dette Punkt ligeledes har en Vægtfylde = 1; hvoraf vi kunne drage den Slutning, at Søvandets Tæthed (Vægtfylde), Sydost for Grønland, i alle Dybder meget nær er = 1.

Bemærke vi endvidere med Hensyn paa de tropiske Have, at naar Overfladetemperaturen sættes = $28^{\circ} C$, og vi efter det Foregaaende antage Havets Saltholdighed = 35,8, saa findes Overfladevandets Tæthed som tidligere viist = 0,9955. Men naar vi dernæst for 500 Favnes Dybde sætte Havvandets Temperatur = $7^{\circ} C$, samt Saltholdigheden = $(35,8 - 0,25) = 35,55$ pr. Mille, saa findes efter Formlen (58), at Havvandets Tæthed under Troperne i 500 Favnes Dybde er = 1,001, eller at Vandet under Troperne i 500 Favnes Dybde har samme Tæthed, som Vandet i Polarhavet Sydost for Grønland. Men har Havvandet i 500 Favnes Dybde samme Tæthed under Troperne som i Polarhavene, saa er det aabenbart, at vi næppe ville begaae nogen mærkelig Feil ved at antage, at Havvandet paa alle Punkter af Jorden i 500 Favnes Dybde under Overfladen har en Tæthed = 1.

Antages Havvandets Tæthed at være ligestor i ligestore Dybder af det dybere Hav, kan dette naturligviis ikke være i Ligevægt medmindre det overalt er underkastet ligestore Tryk af det overliggende Hav; men heraf sluttes omvendt, da alle Erfaringer samstemme i, at Vandet i den dybere Deel af Verdenshavet er i Ligevægt, at Trykkene af de overliggende Vandmasser paa de underliggende, der ere i Hvile, maa være ligestore paa alle Punkter af en vilkaarlig Horizontalflade; thi kun naar Niveaufladen (o: Fladen med lige Tryk i alle Punkter) er lodret paa Tyngderetningen, er der Ligevægt mellem Vandelene i samme; enhver Niveauflade, som er beliggende i mindst 500 Favnes Dybde, maa altsaa være en Horizontalflade.

Betingelsen for at hele det underliggende Hav er i Ligevægt er altsaa den, at Trykket paa en i 500 Favnes Dybde beliggende Horizontalflade er ligestort overalt. Men skal Trykket paa denne Flade være ligestort, maa Vægten af en hvilkensomhelst Vand-colonne, som hviler derpaa, være ligestor for Eenhed af Overflade. Havde det over denne Ligevægtsflade beliggende Vand en Tæthed = 1, maatte Havfladen overalt ligge 500 Favne eller 3000 Fod over hiin Niveauflade, hvori der bestandigt er Ligevægt; men da Havets

Middeltæthed, fra Vandspeilet indtil den 3000 Fod dybtliggende Ligevægtsflade, i Reglen er mindre end 1, maa Havfladen i Virkeligheden indtage en høiere Stand end den, det frie Vandspeil vilde indtage, hvis Vandets Tæthed overalt var = 1.

Betegne vi den Høide, hvori det virkelige Vandspeil maa staae over det tænkte Vandspeil, svarende til Tætheden af Vandet = 1, ved z , kan z bestemmes af Ligningen:

$$(z + 3000) \cdot \rho = 3000,$$

hvori ρ betegner Havvandets virkelige Middeltæthed fra Overfladen indtil 3000 Fods Dybde.

Ved at opløse denne Ligning med Hensyn paa z , finde vi, idet vi gaae ud fra den ovenomtalte Vandspeilsflade svarende til en Tæthed = 1, — hvilken Flade vi for Kortheds Skyld ville kalde «Maalefladen», — at den virkelige Vandspeilsstand over «Maalefladen» kan fremstilles ved:

$$z = 3000 (1 - \rho) \dots \dots \dots (59)$$

Vi kjende vel ikke nøie det overliggende Havs Middeltæthed; men derimod nogenlunde Havvandets Tæthed før et Antal af Punkter i Overfladen; vi kunne imidlertid danne os en omtrentlig Forestilling om Havets Middeltæthed indtil en Dybde af 3000 Fod ved at betragte denne som værende ligestor med Middeltallet mellem Tæthederne af Vandet i Overfladen og af Vandet i en Dybde af 3000 Fod, hvilken sidste Tæthed stedse er = 1.

Paa denne Maade finde vi, at under Troperne har Havvandet indtil 500 Favnes Dybde en Middeltæthed $\rho = 0,9978$; indsætte vi denne Værdi i Formlen (59), følger deraf, at Havfladen under Æquatorialegnene maa ligge omtrent $6\frac{1}{2}$ Fod høiere end Overfladen af Havet i Polaregnene, hvor dets Middeltæthed er = 1. Hvis altsaa ingen andre Kræfter end Tyngden virkede paa Havet, maatte Havets Overflade have et jevnt Fald fra Æquatorialegnene imod Polaregnene af $6\frac{1}{2}$ Fod. Men et saadant Fald af Vandspeilet vilde ikke kunne finde Sted, uden at fremkalde Overfladestrømme fra Æquator imod Polerne; da en Bortstrømning af Vand fra Æquatorialegnene nødvendig maatte medføre en Sænkning af Vandspeilet under Æquator, naar der ikke fandt nogen Tilstrømning Sted, er det klart, at Trykket paa det underliggende Hav derved vilde formindskes saaledes, at dettes Vandmasser maatte komme i Strømning fra begge Polerne imod Æquator, hvorved inden lang Tid et System af Over- og Understrømme, som gjensidigt erstattede hinanden, maatte fremkomme. Under disse Forhold, og saalænge andre Kræfter ikke traadte til, maatte der følgelig gaae en varm Overfladestrøm fra Æquator imod Polerne langs ad Meridianen, og en kold Understrøm fra Polerne imod Æquator, ganske som Maury oprindeligt har angivet. Men Forholdene forandres, som vi skulle see, væsentligt paa Grund af andre Kræfter, der indvirke paa Strømforsøholdene.

Den drivende Kraft, Tyngden, som paa Grund af Havfladens Fald imod Polerne vilde sende en varm Strøm fra Æquator imod Polen langs ad Overfladen i Retning af

Meridianen, modvirkes først og fremmest af Passatvinden, som paa den nordlige Halvkugle, vi her nærmest ville betragte, vedvarende og stadigt mellem 10° og 30° Brede blæser fra Nordost til Sydvest. Denne Nordost-Passat tvinger Æquatorialstrømmen til at forlade sin naturlige Retning imod Nord og antage en vestlig Retning langs Nordsiden af Sydamerika hen imod de vestindiske Øer, for derefter gennem det caraibiske Hav og den mexikanske Bugt, hvor Passaten ikke er fremherskende, tilsidst at udtømme sig i Atlanterhavet, Norden for Passatbeltet. Imedens den varme Overfladestrøm paa Grund af Passatens Modtryk løber denne lange Vei, for at finde Afløb langs ad Floridastrædet til den nordlige Deel af Atlanterhavet, opstemmes Vandspeilet mere og mere paa Veien henimod det caraibiske Hav, hvor det erholder en saadan Høide, at en Understrøm af koldt Vand fra Nord til Syd gennem Floridastrædet sandsynligviis bliver umulig.

Naar vi herefter antage, at Golfstrømmens Løb igjennem Floridastrædet, fra Snævringen ved Bemini indtil St. Augustine, fremkaldes derved, at Vandspeilet i den mexikanske Bugt har en høiere Stand end Vandspeilet i den Deel af Atlanterhavet, hvori den udstømmer, saa er det indlysende, at vi maae kunne bestemme Lovene for Vandets Bevægelse ved Hjælp af Formlerne (52), (53) og (54), eftersom det er tydeligt, at selv Golfstrømmens store Dybde kan betragtes som lille imod dens Brede.

Betegne vi Golfstrømmens fulde Dybde i Afstanden λ fra Udgangspunktet (Bemini) med H , dens Hastighed ved Bunden af Strømmen med v_0 og dens Hastighed i Overfladen med V , samt bemærkes derhos, efter hvad tidligere er viist, at vi her maa sætte Modstandscoefficienten $m = 0,025$, finde vi Strømmens Bundhastighed $v_0 = 0,566 \cdot V$, og derefter ifølge (53), at Strømhastigheden i Dybden x kan fremstilles ved:

$$v = \left[1 - 0,433 \cdot \left(\frac{x}{H} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \cdot V \dots \dots \dots (60)$$

Indsætte vi dernæst de fundne Værdier for m og v_0 i den sidste af Formlerne (52), hvori u betegner Vandspeilets Fald paa Længden af den gjennemløbne Vei, hvilken vi her betegne med λ , saa finde vi for Bevægelsen af det Strømelement, hvis Hastighed er V , at:

$$V \cdot dV = gdu - 0,008 \cdot \frac{V^2 d\lambda}{H},$$

og derefter, idet vi betegne Begyndeshastigheden for $\lambda = 0$ og $u = 0$ med V_0 , at:

$$V^2 = V_0^2 + 2gu - 0,016 \cdot \int \frac{V^2 d\lambda}{H} \dots \dots \dots (61)$$

Hvis Strømdybden H saavelso som Strømhastigheden V vare bekendte for ethvert Punkt af Strømmens Bane, eller med andre Ord, hvis H og V begge vare bekendte Functioner af λ , kunde den i (61) antydede Integration udføres og derved Vandspeilets

Fald u bestemmes for et hvilket som helst Punkt af Strømmen, hvis Afstand fra Udgangspunktet er λ .

Vor Kundskab om Golfstrømmens Hastighed er desværre langt fra saa fuldstændig; den indskrænker sig i Reglen til, at vi for nogle Strækninger kunne angive Strømmens omtrentlige Middelhastighed, og for andre dens omtrentlige Hastighed deels ved Begyndelsen deels ved Enden af et givet Interval. Som Følge heraf maae vi indskrænke os til foreløbigt at betragte Strømhastigheden, som jevnt aftagende eller jevnt tiltagende i det Interval, vi ville undersøge. Betegnes Begyndeshastigheden ved V_0 , kunne vi altsaa fra vor Kundskabs nuværende Standpunkt ikke komme det sande Forhold nærmere end ved at forudsætte, at Strømhastigheden i Afstanden λ fra Begyndelsespunktet kan fremstilles ved:

$$V = V_0 + a \cdot \lambda,$$

hvori a betegner en Constant, som er positiv, negativ eller Nul, alt eftersom Strømhastigheden er voxende, aftagende eller uforandret. Med denne Grad af Tilnærmelse kunne vi tillige skrive:

$$d\lambda = \frac{1}{a} \cdot dV,$$

og ved at indsætte denne Værdi for $d\lambda$ i Formlen (61) samt derefter udføre Integrationen imellem saa snævre Grændser, at Strøm dybden H kan betragtes som constant, erholdes:

$$V^2 = V_0^2 + 2gu - 0,00533 \frac{V^3 - V_0^3}{a \cdot H}.$$

Men bemærkes dernæst at:

$$\frac{1}{a} = \frac{\lambda}{V - V_0},$$

saa kan ovenstaaende Ligning for Vandets Bevægelse skrives:

$$u = \frac{V^2 - V_0^2}{2g} + 0,00533 \cdot \frac{V^2 + V V_0 + V_0^2}{2g} \cdot \left(\frac{\lambda}{H} \right), \dots \dots \dots (62)$$

hvoraf Vandspeilets Fald u paa Længden λ kan beregnes.

Betragte vi nu Golfstrømmens Løb igjennem Floridastrædet fra Snævringen ved Bemini indtil St. Augustine, sees det, at Strømmen løber i Retning af Meridianen fra Syd til Nord igjennem en Længde af c. 70 Miil med en Hastighed, som i Middeltal kan anslaaes til 5 Fod pr. Secund. Sætte vi Strøm dybden $H = 300$ Favne eller 1800 Fod, hvilket sandsynligviis temmelig nær er rigtigt, finde vi efter Formlen (62), at Golfstrømmens Vandspeil paa den omhandlede Strækning maa have et Fald $u = 6$ Fod. Denne Høide maa derfor betragtes som den mexikanske Havflades Høide over Vandspeilet af Atlanterhavet, Nord for Passaten, paa 30° N.B. Spørge vi dernæst om den Høide til hvilken Vandspeilet i den mexikanske Bugt er hævet over den tidligere omtalte «Maaleflade», hvorunder

Havet vilde indstille sig, naar det overalt havde en Tæthed = 1, saa maae vi søge at bestemme Golfstrømmens Vandstandshøide ved 30° N. B., hvor Strømmen passerer forbi St. Augustine. Vi have her uheldigviis ingen umiddelbare lagttagelser over Havvandets Tæthed; men vi kunne næppe feile meget ved at forudsætte, at Golfvandet omtrent har samme Tæthed, som Atlanterhavet Vest for Bermudas paa 32° N. B. og 68° V. L., hvor Havvandets Tæthed (ρ) efter Forchhammer's Undersøgelser er fundet at være $\rho = 0,9969$ i Overfladen og $\rho = 1$ svarende til 3000 Fods Dybde. Gaae vi ud fra at Golfvandet har denne Tæthed, og antage vi endvidere at Tætheden voxer jevnt fra Overfladen indtil 3000 Fods Dybde, maae vi sætte Havvandets Middeltæthed udfor St. Augustine = 0,9985. Indsættes denne Værdi for ρ i Formlen (59), finde vi, at Golfstrømmens Vandspeil ved St. Augustine maa ligge omtrent $4\frac{1}{2}$ Fod over den omtalte «Maaleflade»; som en Følge deraf maae vi sætte Vandstandshøiden i den mexikanske Bugt til $10\frac{1}{2}$ Fod over samme Flade.

Golfstrømmens Vandstandshøide ved Udløbet i Atlanterhavet lader sig ligeledes, og sandsynligviis med endnu større Nøjagtighed, bestemme ved Hjælp af de nyere Undersøgelser, som den amerikanske Regjering har ladet udføre over Strømmens Temperatur i Egnen af Cap Cañaveral, idet vi forudsætte det underliggende Hav i en Dybde af 3000 Fod at være i Ligevægt og dets Tæthed = 1. Ifølge den amerikanske Beretning for Aaret 1860, Plan 19, Fig. 8, kunne vi som Middeltal fremstille Temperaturforholdene ved Cap Cañaveral saaledes:

For Dybder imellem	0—20 Favne	30—50 Favne	70—100 Favne	150—200 Favne	300—400 Favne
Polarstrømmen	25,0° C.	21,6° C.	14,4° C.	13,0° C.	10,0° C.
Golfstrømmen	27,5 -	25,2 -	22,2 -	17,2 -	15,2 -
Atlanterhavet	26,1 -	25,2 -	22,2 -	18,8 -	15,0 -

Naar vi herefter construere 3 Curver, hvis Abscisser ere de observerede Temperaturer og hvis Ordinatorer ere de tilsvarende Middeldybder, finde vi Havvandets Middeltemperatur for hver 100 Fods Dybde at være følgende:

For Dybder i Favne fra . .	0—100	100—200	200—300	300—400	400—500
Polarstrømmen	19° C.	14° C.	12° C.	10° C.	8° C.
Golfstrømmen } & Atlanterhavet }	25 -	20 -	17,5 -	15 -	12,5 -

Sættes nu i Overensstemmelse med det tidligere omtalte Havvandets Tæthed i 500 Favnes Dybde = 1, findes ifølge Formlen (58), idet vi indsætte $\rho = 1$ og $\theta = 8^\circ$, at Polarstrømmens Saltholdighed maa være 35,5 pr. Mille, samt at Saltholdigheden for Golfstrømmen og Atlanterhavet, hvori $\theta = 12,5^\circ$, maa være = 36,3 pr. Mille; det kan derved bemærkes, at disse Saltmængder fuldkommen synes at svare til hvad Forchhammer har fundet ved sine Undersøgelser over Sø vandet.

Men betragtes disse Mængder af Salt som Middelværdier for Havvandets Saltholdighed, kunne vi let bestemme dettes Tæthed for hver 100 Favnes Dybde ved Hjælp af de ovenfor angivne Temperaturer samt Formlen (58). Udføres Beregningerne, finde vi Vandets Tæthed at være følgende:

For Dybder i Favne fra . .	0—100	100—200	200—300	300—400	400—500	Middeltæthed
Polarstrømmens Tæthed .	0,9980	0,9991	0,9994	0,9998	1,0000	0,9995
Golfstrømmens & Atlanterhavets Tæthed } . .	0,9969	0,9984	0,9990	0,9995	1,0000	0,9988

Indsættes disse Middeltætheder for ρ i Formlen (59), finde vi, at Polarstrømmens Vandstand ved Cap Cañaverel ligger 2,1 Fod over Nul, og at Golfstrømmen og Atlanterhavet ligger 3,6 Fod over «Maalefladen». Den omtrentlige Høide, hvori Havfladen af den mexikanske Bugt herefter maa antages at ligge over «Maalefladen», er altsaa $9\frac{1}{2}$ Fod.

Nordost-Passaten tvinger altsaa den ækvatoriale Overfladestrøm, som, paa Grund af Havvandets mindre Tæthed under Troperne, vilde flyde i en svag, men udbredt Strøm fra Æquator imod Polen, til at bevæge sig igjennem det caraibiske Hav og den mexikanske Bugt indtil Floridastrædet, hvor den ækvatoriale Strøm forvandles fra en svag, udbredt Strøm til den overordentlig kraftige, men stærkt indknebnede Golfstrøm, der udtømmer sig i det aabne Atlanterhav, Norden for Passatbeltet.

Fandtes der ingen Passatvind, vilde Havfladen under Troperne efter hvad vi have seet ligge $6\frac{1}{2}$ Fod over «Maalefladen»; men ved S. O.-Passatens Tryk paa Havfladen og N. O.-Passatens Modtryk staves Atlanterhavets Vand høiere op i den mexikanske Bugt, omtrent 3 Fod, indtil det Fald af Vandspeilet er tilveiebragt, som er istand til at aflede Vandet imod Nord gjennem Floridastrædet lige saa hurtigt som det tilstrømmer fra Syd. Naar Golfstrømmen har naaet Georgias Kyst, udenfor Beltet af de stadige Passatvinde, kan den lige saalidt som selve Atlanterhavet antages at være opstemmet af Passaten; idet den ankommer paa Høiden af St. Augustine, synes den altsaa alene fremdrevet af sin medbragte levende Kraft i Forening med den Virkning af Tyngdekraften, som skyldes Vandspeilets Fald imod Nord paa Grund af Havvandets voxende Tæthed i denne Retning.

Da imidlertid Faldet af Vandspeilet fra St. Augustine indtil Polarhavet kun beløber sig til 3,5 Fod, er det klart af det Foregaaende, at hverken Havets Vægtfyldeforhold og det deraf resulterende Vandspeilsfald, ei heller Strømmens medbragte levende Kraft, vil være istand til at drive Golfstrømmen frem igjennem den lange Bane, som den beskriver. Fra den 30te Bredegrad maa Golfstrømmen derfor være paavirket af en bevægende Kraft, som vi hidtil ikke have været opmærksomme paa, skjøndt den har en saadan Størrelse, at den udgjør den væsentlige Aarsag til Golfstrømmens Løb fra St. Augustine, langs Kysten af Amerika forbi Newfoundland og videre gennem Atlanterhavet til Europas Kyster, samt langs disse til det nordlige Iishav. Det synes maaskee umuligt, at en saadan Kraft kan have undgaaet vor Opmærksomhed, og dog forholder det sig saaledes, at vi hidtil have overseet, hvad der sandsynligviis er Hovedaarsagen ikke blot til Golfstrømmens Løb, men til mangfoldige andre store Strømninger baade i Havet og i Luften. Selve Kraften, der fremkalder disse storartede Strømningsforhold, er os ingenlunde ubekjendt, eftersom den, som jeg skal vise, har sin Grund i Jordens daglige Rotation om sin Axe; hvad der derimod, saavidt mig bekjendt, hidindtil har været overseet, er, at denne Kraft nødvendigviis maa virke som en drivende Kraft for alle Strømme, der bevæge sig paa Jordoverfladen. Grunden til at dette ikke er blevet bemærket er aabenbart den, at vor Kundskab til Vandets Strømningsforhold og til Havstrømningerne i Særdeleshed hidtil har været saa ufuldkommen, at det ikke har været muligt at paavise, hvor stor den drivende Kraft for Golfstrømmen nødvendigviis maa være.

At Jordens Rotation maa udøve en mærkelig Indflydelse paa alle Strømme, der bevæge sig fra Syd til Nord eller omvendt, er en bekjendt Sag, der er saa gammel, at den berømte Kepler oprindeligt skal have paaviist Nødvendigheden deraf*). Denne Mening har senere bestandig vundet Anerkjendelse, navnlig for Luftstrømningernes Vedkommende, der paa det Fuldstændigste synes at bekræfte Rigtigheden af den Keplerske Fremstilling af Jordrotationens Indflydelse paa Luftstrømmenes Retning. For disses Vedkommende kan det navnlig betragtes som almindeligt erkjendt, at der fra Ækvator gaae Strømme baade mod Nord og mod Syd i de øvre Dele af Athmosphæren, at disse Luftstrømme bevæge sig som Nordvestvinde paa den sydlige Halvkugle og som Sydvestvinde paa den nordlige Halvkugle, fordi de bevægede Luftpartikler under deres Vandring imod Polerne uophørligt have en større Omdreiningshastighed omkring Jordaxen, end de Dele af Jordoverfladen, henover hvilke de strømme. Med Hensyn til Luftstrømningerne staaer det fremdeles fast, at den østlige Retning, hvormed de koldere Luftstrømme, kommende fra Nord og fra Syd ned

*) Geschichte des Golfstroms von I. G. Kohl. Bremen 1868. p. 87.

imod Ækvator, fremtræde i Passatbelterne, respective som Nordost- og Sydost-Passat, hidrører derfra, at de bevægede Luftmasser stedse have en mindre Omdreiningshastighed omkring Jordaxen, end de Dele af Jordoverfladen, hvorover de strømme. Herom er der næppe nogen væsentlig Meningsforskjel, men stort mere vide vi heller ikke angaaende Maaden hvorpaa Luftstrømmene bevæge sig. Det er altsaa bekjendt, at disse Luftstrømme bevæge sig i Baner i de nævnte Retninger, men forøvrigt ere vi ikke engang paa det Rene med om Luftstrømmene bevæge sig uden mærkelige Modstande, alene paa Grund af en oprindelig Impuls, — hvilken Mening forskjellige Forfattere i den nyere Tid have lagt til Grund for nærmere Betragtninger*).

Med Hensyn paa Havstrømningerne, da erkjendes det vel ogsaa i Almindelighed, at Jordrotationen paa disse maa udøve en Virkning, som er analog med Rotationens Indflydelse paa Luftstrømmene; men forøvrigt staaer det endnu meget mere hen i det Ubestemte ved Havstrømmene end ved Luftstrømmene, hvorledes Virkningen er og hvilken Rolle Rotationen spiller. Som en Følge deraf har der stadigt været deelte Meninger om, hvorvidt det kan antages, at Jordens daglige Rotation virkelig udøver nogen *mærkelig* Indflydelse paa Havets Strømninger, og Meningsforskjellen er endog saa stor, at medens Nogle tillægge Jordrotationen en særdeles stor Indflydelse paa Havstrømmenes Løb, saa gives der Andre, der betragte dens Indflydelse som forsvindende lille.

Efter Kepler have Mænd som Varenius, Alexander Humboldt, Arago, Maury og mange flere, udtalt sig for, at Jordens daglige Rotation maa udøve en væsentlig Indflydelse paa Havstrømmenes Løb, og Maury gjør navnlig opmærksom paa, at ikke blot Golfstrømmens Løb gennem Atlanterhavet indtil Ishavet, men ogsaa Polarstrømmens Løb langs Grønlands Østkyst, Kysterne af Labrador og Newfoundland, saavelsom Polarstrømmens videre Fortsættelse langs den amerikanske Østkyst indtil Florida ere talende Vidnesbyrd om, at Jordrotationen udøver lige saa mærkelige Virkninger paa Havets som paa Luftens Strømme. Denne Anskuelse, der ogsaa nutildags i det Hele synes at være den meest almindelige, møder dog nu og da Indsigelser, der kunne synes at være næsten lige saa berettigede som de Grunde, der tale for Jordrotationens Indflydelse. En saadan Indsigelse imod Rotations-Theorien have blandt

*) Dr. Ohlert har saaledes i Pogg. Ann. B. 110. S. 234 søgt at give en Fremstilling af den Bane, som en Luftstrøm maa beskrive, naar den bevæger sig uden Modstande med constante Hastigheder baade i Retning af Meridianen og lodret derpaa, og Prof. Mousson har senere i Pogg. Ann. B. 129. S. 652 søgt at give en lignende Fremstilling af Luftstrømmens Bane under lignende Forudsætninger; men da de som sagt forudsætte, at Luftstrømmen bevæger sig frem uden Modstand, ere de nødvendigvis begge urigtige.

Andre tvende østerrigske Søofficerer, Gareis og Becker, udtalt i en Kritik over Maury's Havets physiske Geographi, hvori de bestemt paastaae, at Havstrømmene ikke i nogen mærkelig Grad paavirkes af Jordens Rotation. Forfatterne gjøre nemlig opmærksom paa, at hvis det forholdt sig saaledes, at Havstrømningerne, formedelst Jordens Rotation, i en mærkelig Grad bleve drevne hen i en østlig eller vestlig Retning, eftersom Strømmene løbe fra Æqvator imod Polen eller omvendt, maatte saadant ogsaa finde Sted med Skibe, som løbe i samme Retning og med samme Hastighed som Havstrømmene. Forfatterne henviser imidlertid til de Erfaringer, der haves fra de utallige mange Skibe, som have passeret Verdenshavene, uden at nogen saadan Sidebevægelse er bleven iagttaget, og drage deraf den Slutning, at Jordrotationens Indflydelse paa Skibes Bevægelse er for lille til at kunne iagttages; men deraf slutte de videre, at da Skibet saavel som Strømmen løber frit i Havet og begge ere paavirkede af den samme Kraft, maa ogsaa Virkningen blive den samme for Strømmen som for Skibet, eller med andre Ord, da Erfaring viser, at Skibe ikke paavirkes af Jordrotationen i nogen mærkelig Grad, saa maa Rotationens Indflydelse paa Havstrømmens Løb ogsaa være umærkelig.

Blandt andre anseete Forfattere, der ikke troe, at Jordrotationen udøver nogen mærkelig Indflydelse paa Havets Strømninger, skal jeg nævne Franklin og Rennell, der betragtede Golfstrømmens Dreining imod Øst som en Følge af de amerikanske Kysters Beliggenhed. Mere mærkeligt synes det imidlertid at være, at den amerikanske Kystopmaalnings-Bestyrelse, efter de i den nyere Tid foretagne Undersøgelser over Golfstrømmen, heller ikke synes at tilskrive Jordrotationen nogen særdeles stor Indflydelse paa Golfstrømmens Bane. I Beretningen for Aaret 1860, hvori den amerikanske Kystopmaalnings-Bestyrelse har paavist, at Golfstrømmen overalt løber langs med Kysten, udenfor en Linie paa 100 Favne Vand, hvorfra Havbunden skraaner stærkt ned til betydelige Dybder, udtales nemlig, at Bestyrelsen betragter det som det meest sandsynlige, at Golfstrømmens Løb i alle dens Krumninger i alt Væsentligst er bestemt ved Søbundens Form «om ogsaa dens Løb kan være modificeret noget ved andre maaskee mere almindelige Aarsager».

Jeg skal nu gaae over til at vise, ikke blot at Jordrotationen maa udøve en Indflydelse paa Havstrømmenes Bevægelse, men tillige hvilken Indflydelse den nødvendigviis udøver paa alle Strømme saavel som paa ethvert Legeme, som bevæger sig paa Jordoverfladen i en hvilken som helst Bane.

For at vise dette tænkes Jorden fremstillet ved hosstaaende Figur XIII, hvori SN betegner Jordaxen, VOO Jordens Ækvator og BMC en Bredecirkel paa Bredegraden θ . Jorden antages at rotere fra V til O om Axen SN , een Gang rundt i 24 Timer eller 86400 Secunder; et hvilket som helst Punkt O af Ækvator gennemløber altsaa i denne Tid en Veilængde $= 2\pi R$, idet R betegner Jordradien, hvis Størrelse betragtes som constant for alle Punkter af Overfladen.

Et vilkaarligt Punkt M af Bredecirklen BC vil i samme Tid tilbagelægge Veilængden $2\pi R \cdot \cos \theta$ fra Vest til Øst med en Hastighed $= \frac{2\pi R}{86400} \cdot \cos \theta$ pr. Secund, medens et Punkt

beliggende paa Bredegraden $(\theta + d\theta)$ bevæger sig fra Vest til Øst med en Hastighed:

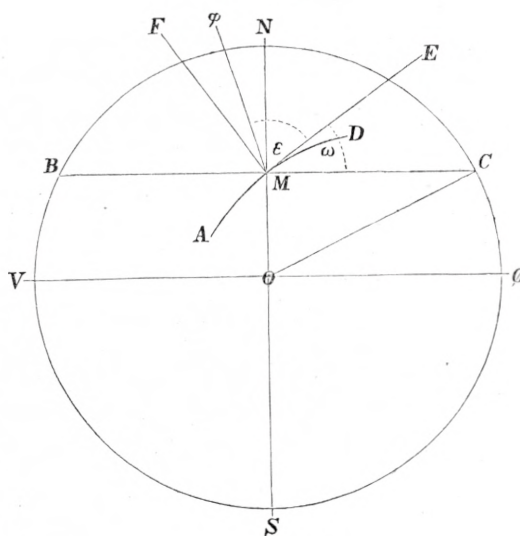
$$\frac{2\pi R}{86400} \cdot \cos(\theta + d\theta) = \frac{2\pi R}{86400} \cdot \cos \theta - \frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin \theta \cdot d\theta,$$

hvoraf ligefrem følger, at formedelst Jordrotationen bevæger et Punkt, som befinder sig paa Bredegraden θ , sig med en Hastighed fra Vest til Øst, der overskrider Hastigheden paa Bredegraden $(\theta + d\theta)$ med Størrelsen $\frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin \theta \cdot d\theta$.

Men heraf fremgaaer videre, at dersom vi tænke os en materiel Deel, f. Ex. en Deel af en Vandstrøm, løbende langs ad Meridianen ON i en bestemt begrændset Canal saaledes, at den ankommer i Punktet M , paa Bredegraden θ , efter Forløbet af Tiden t og derpaa efter Forløbet af Tidselementet dt ankommer paa Bredegraden $(\theta + d\theta)$, saa maa den omhandlede materielle Deel paa Grund af Jordrotationen bevæge sig paa samme Maade, som naar Jorden var stillestaaende og bemeldte materielle Deel i Tidselementet dt erholdt en Hastighedstilvæxt fra Vest til Øst $= \frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin \theta \cdot d\theta$, eller, hvad der er det samme, som om meer bemeldte Deel var paavirket fra Vest til Øst af en drivende Kraft, der kan fremstilles ved: $\frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin \theta \frac{d\theta}{dt}$.

I det foreliggende Tilfælde, hvor den betragtede materielle Deel er tvungen til at bevæge sig fra Syd til Nord i den givne Canal, er det aabenbart, at Kraften $\frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin \theta \cdot \frac{d\theta}{dt}$,

Fig. XIII.



som virker lodret paa Banen fra Vest til Øst, holdes i Ligevægt af Banens Reaction, som vi ville betegne med N , og at under de givne Forhold er:

$$N = \frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin \theta \cdot \frac{d\theta}{dt}.$$

Men dersom vi i det betragtede Tilfælde betegner den materielle Deels Hastighed langs ad den betragtede Canal ved v , saa er det klart at:

$$R \frac{d\theta}{dt} = v,$$

og at ovenstaaende Ligning som en Følge deraf kan skrives:

$$N = \frac{2\pi}{86400} \cdot \sin \theta \cdot v = \frac{\sin \theta \cdot v}{13750}.$$

Antages at den betragtede materielle Deel er et Element af en Vandstrøm, som bevæger sig i en begrændset Canal langs ad Meridianen, er det aabenbart, at Ligevægt tværs paa Strømmen kun kan finde Sted, naar Strømmens Vandspeil fra Øst til Vest har et Fald h paa en Brede af Strømmen = l , der tilfredsstiller Ligningen:

$$g \frac{h}{l} = \frac{\sin \theta \cdot v}{13750} \dots \dots \dots (63)$$

Denne Ligning viser, at Vandspeilets Fald fra Øst til Vest voxer med Sinus af Stedets Bredegrad, med Strømhastigheden v og med Strømmens Brede l .

At Strømmens Vandspeil maa indtage samme Fald enten Strømmen bevæger sig i en fast Canal eller løber frit i Havet, naar den følger samme Bane, er naturligviis en Selvfølge.

Ved Hjælp af Formlen (63) skal jeg først søge at vise, at den Erfaring, som de østerrigske Søofficerer Gareis og Becker fremhæve som en Indvending imod Rotations-theorien, nemlig at Skibe under Seiladsen ikke paavirkes i nogen mærkelig Grad af Rotationen, er saa langt fra at staae i Strid med Theorien, at den tværtimod fuldstændigt stemmer overeens dermed. For at vise dette bemærkes foreløbigt, at Skibets Vægt er ligestor med Vægten af den Vandmasse, som Skibet uddriver, og at Rotationen netop paavirker Skibet med en Kraft, der er ligestor med den, hvormed den vilde paavirke den uddrevne Vandmasse, hvis denne indtog Skibets Plads og bevægede sig med samme Fart, som Skibet. Til at forhindre en Sidebevægelse af Skibet hører derfor samme Kraft, som til at forhindre Sidebevægelsen af den uddrevne Vandmasse, og denne sidste Kraft kan bestemmes ifølge (63). Efter denne Formel kan man nemlig let bestemme det Fald h , som Vandspeilet maa have fra Øst til Vest paa Skibets Brede l , naar dette Fald skal forhindre en Sidebevægelse af den bevægede Vandmasse, som løber med Hastigheden v Nord hen over Bredegraden θ . Antages, at Skibet har en Brede af 60 Fod, en Hastighed af 12 Miil i Vagten eller 20 Fod pr. Sec., samt sættes $\theta = 60^\circ$ og $\sin \theta = 0,87$, findes, det at Vandstanden paa Skibets

østlige Side maa staae i Høiden $h = 0,0025$ Fod over Vandstanden paa Skibets vestlige Side, for at Ligevægt skal være tilstede, lodret paa Skibets Cours. Den Kraft hvormed Jordens Rotation stræber at sætte Skibet ud af Cours, svarer altsaa her til Trykket af en Vandcolonne af $\frac{1}{4}$ Decimallinies Høide, hvorfor det er let at forstaae, at det hidindtil har været umuligt at spore nogen Afvigelse fra den sande Cours paa Grund af den her omhandlede Kraft, som jeg for Kortheds Skyld vil kalde Jordens Rotationskraft.

Ved Hjælp af Formlen (63) kunne vi dernæst søge at bestemme Størrelsen af det Fald, lodret paa Strømretningen, som Golfstrømmens Vandspeil maa have i Floridastrædet i det Punkt, hvor den passerer Snævringen ved Bemini. Paa dette Punkt af Banen, hvor Strømmens Brede $l = 192000$ Fod, hvor dens Hastighed $v = 6\frac{2}{3}$ Fod, samt hvor $\theta = 25\frac{1}{2}^\circ$ N. B., findes efter Formlen (63), at Golfstrømmens Vandspeil har et Fald fra Øst til Vest af Størrelsen $h = 1\frac{1}{3}$ Fod; i denne Høide maa altsaa Golfstrømmens østlige Rand være beliggende over dens vestlige i Snævringen ved Bemini.

Betragte vi dernæst en Vandstrøm, som løber i Retning af Meridianen fra Polen til Æquator, sees det let, at Rotationshastigheden for enhver Deel, som i Tideelementet dt gaaer over fra Bredegraden θ til Bredegraden $(\theta - d\theta)$ maa fremtræde med en negativ eller vestlig Tilvæxt $= -\frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin\theta d\theta$, der viser, at Jordrotationens Indflydelse paa Strømførholdene i dette Tilfælde maa være den samme, som den, der vilde fremtræde, naar Jorden var stillestaaende og Strømmen fra Vest til Øst var paavirket af en accelererende eller drivende Kraft, som kan fremstilles ved:

$$-\frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin\theta \frac{d\theta}{dt} = -\frac{2\pi}{86400} \cdot \sin\theta \cdot v.$$

Men tænke vi os nu, at Strømmen, paavirket af denne Kraft fra Vest til Øst, vedbliver at følge Meridianen, maa den nødvendigviis fra Øst til Vest være paavirket af en Modkraft $g\frac{h}{l}$, som tilfredsstiller Ligningen:

$$g\frac{h}{l} = -\frac{\sin\theta \cdot v}{13750},$$

som viser, at i nærværende Tilfælde er Vandspeilsfaldet h fra Øst til Vest negativt; det vil sige, Strømmens Vandspeil maa under disse Forhold, hvor den bevæger sig langs ad Meridianen, have en Stigning fra Øst til Vest. En Sammenligning mellem den her fremstillede Formel og Formlen (63) vil dernæst vise, at for Strømme, som bevæge sig med samme Hastighed i Retning af Meridianen, indstiller Strømmens Vandspeil, for samme Bredegrad θ , sig nøiagtigt med det samme Fald lodret paa Strømretningen, enten den løber fra Polen til Æquator eller fra Æquator til Polen, alene med den Forskjel, at Vandspeilsfaldene i de to Tilfælde gaae i modsatte Retninger, saaledes, at for Strømme fra Æquator til Polen

gaaer Faldet fra Øst til Vest, medens det gaaer fra Vest til Øst for Strømme fra Polen til Æqvator.

Efter disse foreløbige Bemærkninger, der nærmest ere anførte til Orientering, ville vi antage, at Havet paa den ene af Jordklodens Halvkugler, t. Ex. den nordlige, gennemstrømmes af en permanent Overfladestrøm AMD , hvis Strømningsretning i Punktet M paa Bredegraden θ danner Vinklen $EMC = \omega$ med den østlige Deel af den betragtede Bredecirkel BC , der er parallel med Æqvator. Betragte vi et givet Strømelement, som ligger i en hvilkensomhelst Dybde x under Vandspeilet, og betegnes dets Strømhastighed med v , samt bemærke vi, at de samme Vanddele, som efter Forløbet af Tiden t ankomme paa Bredegraden θ , og senere efter Tidssegmentet dt ankomme paa Bredegraden $(\theta + d\theta)$, paa Grund af Rotationen ville fremtræde med en Hastighedstilvæxt fra Vest til Øst i Tidssegmentet dt , som, da Dybden x stedse er forsvindende lille imod Jordradien R , kan fremstilles ved:

$$\frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin \theta \cdot d\theta,$$

saa maa det ogsaa erkjendes, at Vandstrømmen formedelst Jordrotationen bevæger sig paa samme Maade i det betragtede Punkt, som Tilfældet vilde være, hvis Jorden var stillestaaende, og Vandet fra Vest til Øst var paavirket af en drivende Kraft

$$\psi = \frac{2\pi R}{86400} \cdot \sin \theta \cdot \frac{d\theta}{dt} \dots \dots \dots (64)$$

Men betegne vi fremdeles Strømmens Hastighed efter Banen med v , og bemærke vi derhos, at Strømhastigheden efter Meridianen kan fremstilles ved:

$$R \frac{d\theta}{dt} = \sin \omega \cdot v,$$

saa vil det tillige være klart, at Formlen (64) ogsaa kan skrives:

$$\psi = \frac{\sin \theta \cdot \sin \omega \cdot v}{13750} \dots \dots \dots (65)$$

Paa Grund heraf kunne vi aldeles see bort fra Jordrotationen og betragte Jorden, som det sædvanligt skeer, som fuldkommen stillestaaende, naar vi til de almindelige accelererende Kræfter, som paavirke Strømmen i det betragtede Punkt M af Banen, føie Kraften ψ , virkende fra Vest til Øst.

Opløse vi Rotationskraften ψ , deels efter Banens Retning ME og deels lodret derpaa, erholde vi Kræfterne:

$$\psi \cos \omega \text{ og } \psi \sin \omega,$$

og naar det dernæst antages, at φ betegner Resultanten af alle de andre Kræfter, som paavirke Strømmen i det betragtede Punkt M , samt at denne Resultant danner Vinklen

$\varphi MC = (\omega + \varepsilon)$ med den betragtede Bredecirkels østlige Deel, bliver den nødvendige Betingelse for at Bevægelsen foregaaer i Retningen ME , at fremstille saaledes:

$$\varphi \cdot \sin \varepsilon = \psi \cdot \sin \omega \dots\dots\dots (66)$$

og den drivende Kraft, som paavirker Strømmen i Retning af Banen, at fremstille ved:

$$\varphi \cos \varepsilon + \psi \cos \omega.$$

Betragte vi dernæst Strømmen som havende et rectangulært Tværnsnit, saa kan den Reaction, som det betragtede Strømelement i Dybden x under Overfladen er underkastet, frem-

stilles ved $\mu \cdot \frac{d\left(\frac{dv}{dx}\right)^2}{dx}$ for Eenhed af Masse, og Ligningen for det omhandlede Strømelements Bevægelse altsaa fremstilles saaledes:

$$\frac{dv}{dt} = \varphi \cos \varepsilon + \psi \cos \omega - \mu \cdot \frac{d\left(\frac{dv}{dx}\right)^2}{dx} \dots\dots\dots (67)$$

Vi have her fremstillet Formlerne (66) og (67) ved at betragte ω som en Vinkel i 1ste Quadrant; men det er let at overbevise sig om, at disse Formler ere almindeligt gjældende, hvilken Værdi vi end tillægge ω eller hvorledes Strømmen end løber paa den betragtede nordlige Halvkugle. Det lader sig fremdeles let paavise, at disse Formler ogsaa gjælde for alle Strømme, som bevæge sig paa den sydlige Halvkugle, naar vi for denne Deel af Kloden betragte Bredegraden θ som negativ i Modsætning til positive Bredegrader, der svare til den nordlige Halvkugle. For at bevise dette behøver man nemlig blot at bemærke, at Strømforholdene paa den sydlige Halvkugle maae være aldeles overensstemmende med Strømforholdene paa den nordlige Halvkugle for samme Bredegrad (θ) og samme Hastighed (v), naar Strømmens Retningsvinkel (ω), som Banen danner med Æquators Plan, er den samme for begge Halvkugler. Betingelsen for at Formlerne (66) og (67) ere almindeligt gjældende er derfor den, at bemeldte Formler forblive uforandrede, naar Vinklerne θ , ω og $(\omega + \varepsilon)$ forandres til $-\theta$, $-\omega$ og $-(\omega + \varepsilon)$; da dette viser sig at finde Sted, maae Formlerne aabenbart gjælde for ethvert Punkt af Jordoverfladen og for en hvilken-somhelst Retning, hvori Bevægelsen maatte foregaae.

Hvad Kraften φ angaaer, da ville vi betragte den som hidrørende fra, at Vandspeilet har et Fald i den ved Vinklen $(\omega + \varepsilon)$ bestemte Retning, og endvidere antage, at denne Kraft har sin Aarsag i, at Strømmens Vandspeil deels har et Fald du paa Længden $d\lambda$, efter Banens Retning ME , som er bestemt ved Vinklen ω , deels et Fald h paa Længden l , lodret paa Strømretningen, efter Linien MF . — I Tilfælde af, at Kraften φ har en anden Oprindelse, som for Exempel naar denne Kraft heelt eller tildeels hidrører fra Vindens Tryk paa Havfladen, saa repræsenteres Trykket ved Størrelsen af det Vandspeilsfald, vi her betragte.

Vi sætte altsaa:

$$\varphi \cdot \cos \varepsilon = g \cdot \frac{du}{d\lambda} \quad \text{og} \quad \varphi \sin \varepsilon = g \cdot \frac{h}{l} \dots \dots \dots (68)$$

og finde deraf:

$$\varphi = g \cdot \sqrt{\left(\frac{du}{d\lambda}\right)^2 + \left(\frac{h}{l}\right)^2} \quad \text{og} \quad \operatorname{tg} \varepsilon = \frac{h}{l} \cdot \frac{d\lambda}{du}, \dots \dots \dots (69)$$

hvoraf Størrelserne φ og ε lade sig bestemme, naar $\frac{du}{d\lambda}$ og $\frac{h}{l}$ ere bekendte.

Naar Værdierne for ψ , $\varphi \cdot \sin \varepsilon$ og $\varphi \cos \varepsilon$ indføres i Formlerne (66) og (67) ifølge Formlerne (65) og (68), erholdes følgende almindeligt gyldige Ligninger for Vandets Bevægelse i Havets Strømme:

$$\left. \begin{aligned} g \cdot \frac{h}{l} &= \frac{\sin \theta \cdot \sin^2 \omega \cdot v}{13750} \quad \text{og} \\ \frac{dv}{dt} &= \frac{\sin \theta \cdot \sin \omega \cdot \cos \omega \cdot v}{13750} + g \cdot \frac{du}{d\lambda} - \mu \cdot \frac{d\left(\frac{dv}{dx}\right)^2}{dx} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (70)$$

Foreløbigt ville vi nu tænke os, at Vandspeilsfaldet i Strømmens Retning er Nul eller at $\frac{du}{d\lambda} = 0$, og at den betragtede Strøm altsaa alene er paavirket af Jordens Rotationskraft. Lad os under denne Forudsætning betragte et Punkt paa den nordlige Halvkugle, hvis Bredegrad er θ og for dette søge at udfinde, hvorledes Strømforholdene ville stille sig, eftersom Strømmen har forskjellig Retning. Til den Hensigt kunne vi passende skjelne mellem følgende 8 mulige Tilfælde:

1. Gaaer Strømmen ret Øster hen, da er $\omega = 0$; den drivende Kraft altsaa Nul, og tilmed er Vandspeilsfaldet $\left(\frac{h}{l}\right)$ fra Nord til Syd Nul.
2. Gaaer Strømmen Nord-Øst*) hen, da er $0 < \omega < \frac{\pi}{2}$; den drivende Kraft er altsaa positiv, og Vandspeilet har Fald imod Nord—Vest, lodret paa Strømmen.
3. Gaaer Strømmen ret Nord hen, da er $\omega = \frac{\pi}{2}$; den drivende Kraft er altsaa Nul, og Vandspeilsfaldet $\frac{h}{l}$, som gaaer fra Øst til Vest, er et Maximum.
4. Gaaer Strømmen Nord-Vest hen, saa er $\frac{\pi}{2} < \omega < \pi$; den drivende Kraft er altsaa negativ, og Strømmen har Fald imod Syd—Vest, lodret paa Strømretningen.
5. Gaaer Strømmen ret Vest hen, da er $\omega = \pi$, hvoraf følger, at baade den drivende Kraft og Vandspeilets Fald, lodret paa Strømretningen, er Nul.

*) Nord-Øst betegner en hvilkenksomhelst Retning mellem Nord og Øst.

6. Gaaer Strømmen Syd-Vest hen, saa er $\pi < \omega < \frac{3}{2}\pi$; den drivende Kraft er følgelig positiv, og Vandspeilsfaldet, lodret paa Strømretningen, gaaer imod Syd—Øst.
7. Gaaer Strømmen ret Syd hen, saa er $\omega = \frac{3}{2}\pi$; den drivende Kraft er altsaa Nul; men Vandspeilsfaldet, lodret paa Strømretningen, gaaer fra Vest til Øst og er et Maximum.
8. Antages endelig, at Strømmen gaaer Syd-Øst hen, saa er $\frac{3}{2}\pi < \omega < 2\pi$; den drivende Kraft er altsaa negativ, og Strømmens Fald, lodret paa Strømretningen, gaaer imod Nord—Øst.

Er Vandspeilets Fald i Strømmens Retning $\left(\frac{du}{d\lambda}\right)$ ikke Nul, maae vi til Størrelsen af den saaledes betragtede Kraft, der har sin Grund i Jordrotationen, føie Kraften $g \cdot \frac{du}{d\lambda}$. Den udkomne Sum er da den hele drivende Kraft. Betragtes i dette Tilfælde det lodret paa Strømretningen stedfindende Vandspeilsfald, sees dette at være fuldstændigt uafhængigt af, om Strømmen har Fald i Retning af Banen eller ei, naar kun Strømmens Hastighed og Banens Retning forblive uforandrede.

Af det saaledes Anførte er det indlysende, at enhver Strøm, som bevæger sig paa den nordlige Halvkugle, stedse har Fald lodret paa Strømretningen fra Høire til Venstre, og at dette Fald under iøvrigt lige Forhold er et Maximum for Strømme, der bevæge sig i Retning af Meridianen, og et Minimum (nemlig Nul) for Strømme, der løbe i Retning af en Bredecirkel.

Ville vi nu anvende det ovenfor Udviklede paa de i det nordlige Atlanterhav stedfindende Strømforhold, som i det Foregaaende ere blevne nærmere beskrevne, saa komme vi ved en meget simpel Betragtning af de stedfindende Forhold til følgende mærkelige Resultater.

Først maa det erindres, at Æquatorialstrømmen efter at være indtraadt i det caribiske Hav løber nordvestlig hen indtil Yucatanstrædet, hvoraf ligefrem følger, at da $\frac{\pi}{2} < \omega < \pi$, saa er Strømmens Vandspeil stigende fra Venstre til Høire, samt den drivende Kraft, der hidrører fra Jordrotationen, negativ. Jordrotationen holder altsaa Strømmen opstemmet imod de vestindiske Øer og modvirker desuden dens Løb gennem hele det caribiske Hav; men da den desuagtet løber Nord—Vest hen, maa den enten have et Fald (u) i denne Retning, som formaaer at overvinde alle Modstande, eller ogsaa maa Strømmen drives frem af Passaten i den omhandlede Retning indtil Yucatanstrædet med en tilsvarende Kraft. Efter at den har passeret Cap St. Antonio paa Vestsiden af Øen Cuba, imod hvilken Ø den holdes opstemmet af Jordens Rotationskraft, drives den af denne Kraft hen i O. N. O. Retning, langs Nordsiden af Cuba, imod hvilken den bestandigt holdes opstemmet af Jordrotationen. — Den tidligere Mening, hvorefter Havstrømmen skulde følge Fastlandet i nordvestlig

Retning op i den mexikanske Bugt for derefter igjen at gaae tilbage i sydostlig Retning ned imod Havana, synes at have mindre Sandsynlighed for sig, eftersom Strømmen, hvis den virkelig fulgte denne Vei, vilde være modvirket af Jordrotationen baade i dens Løb imod N. V. og senere i dens Løb imod S. O. Finder en saadan Bevægelse alligevel Sted, saa vil det være meest sandsynligt, at Passaten stryger langs Fastlandet op imod N. V. og fremkalder en Opstemning af Vandet i den nordlige Deel af den mexikanske Bugt saaledes, at Vandspeilet derved erholder det Fald ned imod Tortugas, som er nødvendigt til at føre Strømmen S. O. hen imod Havana. Jeg skal herved bemærke, at ifølge Maury's «The physical geography of the sea», er Vindretningen i det caraibiske Hav, saavelsom i den vestlige Deel af den mexikanske Bugt, hovedsageligt Sydost og Øst, hvilket derfor synes at bekræfte Rigtigheden af det Sidstanførte, samt at tale for, at en Deel af Strømmen muligviis gjenneumløber det omtalte Kredsløb. — Langs Nordsiden af Cuba løber Strømmen som sagt O. N. O. hen og drives altsaa frem i denne Retning imod Bahama-Øerne af Jordens Rotationskraft samtidig med, at Vandspeilsfladen holdes opstemmet imod Cuba. Men naar Strømmen har passeret Halvøen Florida, da er der spærret for dens videre Løb imod Øst af Bahama-Øerne, medens en Udvei imellem denne Øgruppe og Halvøen Florida aabner sig imod Nord. Ad denne Vei bryder Golfstrømmen derfor frem, under en Opstemning af Vandspeilet imod de lavtliggende, af Havet opskyllede Bahama-Øer*). Igjennem Floridastrædet drives Golfstrømmen alene frem af den ved Vandspeilets Fald fremkaldte Virkning af Tyngdekraften; thi den fra Jordrotationen hidrørende Kraft er Nul, da $\omega = \frac{\pi}{2}$. Fra Snævringen ved Bemini, hvor Strømmen har en Brede af 32 Quartmiil og en Middelhastighed af $6\frac{2}{3}$ Fod pr. Sec., indtil Georgias Kyst paa 30° N. B. udfør St. Augustine, hvor Strømmen har en Brede af 47 Quartmiil, samt en Middelhastighed af c. 4 Fod pr. Sec., løber Golfstrømmen lige imod Nord. Paa hele denne Strækning viser det sig, ifølge den 1ste Formel (70), der kan skrives saaledes:

$$\frac{h}{l} = 0,000\ 002\ 327 \cdot \sin \theta \cdot \sin^2 \omega \cdot v, \dots \dots \dots (71)$$

at Vandspeilet maa have en Stigning fra Venstre til Høire af omtrent 1,3 Fod paa Strømmens Brede.

*) Rennell henleder pag. 197 i sit Værk Opmærksomheden paa den eiendommelige Form, Beliggenhed og Beskaffenhed af de Øer, Skrænter og Banker, som danne denne Øgruppe. Den almindelige Form af disse Øer, deres gjensidige Beliggenhed, deres talløse Linier af lave Sandbanker og grundt Vand, hvormed de ere forbundne, siger han, har en stor Lighed med de Banker af Sand og Gruus, som danne sig i Flodmundingerne, og disse Ødannelser kunne kun hidrøre fra en kraftig Strøm. Efter hans Mening synes Forholdene derfor at henpege paa, at Golfstrømmen engang i længst forsvundne Tider har havt sit Løb ud i Atlanterhavet igjennem Bahamas østlige Canaler, men at den fra Tid til anden maa have forandret sig ved Tilstopninger og nye Gjennembrud.

Paa Strækningen fra St. Augustine forbi Charleston og Cap Hatteras indtil Sandy Hook løber Golfstrømmen omtrent N. O. hen; den drives altsaa frem af Jordrotationen paa hele denne Strækning, der har en Længde af omtrent 180 Miil, under et Vandspeil, som har Fald fra Høire til Venstre.

Sætte vi respective for Charleston, Cap Hatteras og Sandy Hook:

Golfstrømmens Brede $l =$	67	117	127	Qvartmiil,
dens Strømhastighed $v =$	$3\frac{1}{2}$	$2\frac{3}{4}$	$2\frac{1}{2}$	Fod
og Stedets Bredegrad $\theta =$	32	35	38	Grader,

samt Strømmens Retningsvinkel $\omega = 45^\circ$, saa finde vi, at Golfstrømmens østlige Rand maa ligge over dens vestlige Rand respective i følgende Høider: ved Charleston $h = 0,9$, ved Cap Hatteras $h = 1,3$, ved Sandy Hook $h = 1,2$ Fod.

Paa Strækningen fra Sandy Hook indtil Newfoundland's Banke, hvilken Strækning har en Længde af 250 Miil, drives Golfstrømmen frem af Rotationskraften i O. N. O. Retning under en Vinkel $\omega = c. 20^\circ$. Strømmen udvides paa denne Vei indtil c. 80 Miil, medens Hastigheden aftager indtil c. 2 Fod pr. Sec., og naar vi som Middeltal sætte Bredegraden θ , hvorpaa Strømmen bevæger sig, $= 44^\circ$, saa finde vi ifølge (71), at Golfstrømmens sydøstlige Rand omtrent maa ligge i en Høide af $h = 0,8$ Fod over dens nordvestlige Rand ved Newfoundland. Herved skal jeg dog udtrykkelig bemærke, at da vi hverken kjende Bredden eller Middelastigheden af Golfstrømmen nøie, ere de angivne Vandspeilfald kun at betragte som omtrentlige Størrelser.

Betragte vi det videre Løb af Golfstrømmen, som dette er angivet af Berghaus paa hans Verdenskort, saa vil det sees, at fra den 45de Længdegrad spreder Strømmen sig mere og mere, indtil den tilsidst deler sig saaledes, at en Deel løber mod Øst og Sydøst, medens en anden Deel vedbliver at bevæge sig frem i nordøstlig Retning. For den Deel af Golfstrømmen, som vedbliver at bevæge sig i nordøstlig Retning, vedbliver ogsaa Jordens Rotationskraft at drive Strømmen frem under et Vandspeil, som, lodret paa Strømretningen, stiger fra Venstre til Høire. Den Deel af Strømmen, som løber ret Øster hen, er derimod upaavirket af Jordrotationen, og dens Vandspeil horisontalt i Retning lodret paa Strømretningen. For den Deel af Golfstrømmen, som løber Sydøst hen, er den drivende Kraft, som hidrører fra Jordrotationen, negativ og modvirker altsaa ligefrem Strømmen i dens Løb, som forøvrigt foregaaer under et Vandspeil, der stiger fra Venstre til Høire. Saavel den Deel af Strømmen, som løber ret Øster hen, som den, der bevæger sig imod Sydøst, maa derfor have et Fald i Strømmens Retning, som kan overvinde de stedfindende Modstande mod Bevægelsen og drive den sydligste Deel af Golfstrømmen fra Egnen af de azoriske Øer ned imod den afrikanske Kyst, indtil N. O.-Passaten griber ind. Ved Passatens Tryk paa Havfladen opstemmes Vandet i det nordlige Atlanterhav imod de Vandmasser, som S. O.-Passaten søger at sende derop fra den sydlige Halvkugle, og sam-

tidigt hermed driver Passaten i Forening med Jordrotationen de Vandmasser, som Golfstrømmen sender ned imod den afrikanske Kyst, videre frem imod det caraibiske Hav. Paa den Deel af Golfstrømmen, som følger Storbritanniens Kyster op imod Island og som derefter fortsætter Veien langs Norges Vestkyst heelt op forbi Nordcap, virker bestandigt Jordens Rotationskraft fremad som drivende Kraft samtidigt med, at den opstemmer Vandspeilet imod de nævnte Kyster, hvilke aabenbart forhindre Strømmen fra at antage et mere østligt Løb. Hvor disse Landes Modstande forsvinde, navnlig ved Nordspidserne af Skotland og Norge, sees Golfstrømmen at antage den mere østlige Retning.

Ved dernæst paa en lignende Maade at betragte den store iisførende Strøm, som fra Spidsbergen løber ned imod Sydvest langs Grønlands sydøstlige Kyst, viser det sig, at ogsaa denne Strøm drives frem af Jordens Rotationskraft, der samtidigt holder dens Vandspeil opstemmet imod den grønlandske Kyst, som ved sin Modstand forhindrer Strømmen fra at følge en mere vestlig Bane. Men i det Øieblik den østgrønlandske Strøm har passeret Sydspidsen af Grønland, forsvinder den Modstand, som tvang bemeldte Polarstrøm til at følge den sydvestlige Retning, og da Vandspeilet i Davisstrædet kun har et svagt Fald ned imod Atlanterhavet, maa Opstemningen imod Grønlands Østkyst foranledige, at Polarstrømmen passerer Cap Farvel under en høiere Vandspeilsstand end Vandet i Davisstrædet indtager. Paa denne Maade faaer Strømmen Fald fra Sydspidsen af Grønland et Stykke op i Havbugten Vest for Grønland, og drevet af Tyngdekraften formedelst Faldet bevæger Polarstrømmen sig vestlig og nordvestlig op i Bugten langs den grønlandske Vestkyst, imod hvilken Jordrotationen opstemmer Vandet. Men efterhaanden som den vestgrønlandske Polarstrøm kommer høiere op i Baffinsbugten, møder den et høiere liggende Vandspeil, som tilsidst nøder den til at antage en vestlig og sydvestlig Retning over imod Kysten af Labrador. Fra det Øieblik dens Vandmasser have forladt den grønlandske Vestkyst indtil de nærme sig til Kysten af Labrador, hvor Vandspeilet har Fald imod Atlanterhavet i sydøstlig Retning, blive de paa Grund af dette Fald drevne af Tyngdekraften, langs Kysterne af Labrador, ned imod Atlanterhavet i Forening med de Vandmasser, som strømme ned fra den nordligere Deel af Baffinsbugten. At den nedadgaaende Strøm følger Labradorkysterne, har atter sin Grund i Jordens Rotationskraft, som holder den opstemmet imod Kysten af Labrador ligesom den i Baffinsbugten holder den opadgaaende Polarstrøm opstemmet imod den grønlandske Kyst. Under den Opstemning af Vandspeilet, som den store Polarstrøm er underkastet paa sin Vei langs Kysterne af Labrador og Newfoundland, sender Polarstrømmen en Green igjennem Strædet ved Belleisle ind i St. Lorenzbugten, hvorfra det løber bort imod Syd i Forbindelse med de store Masser af fersk Vand, som Lorenzfloden fører ud i Havet. Naar Polarstrømmen har naaet Østsiden af Newfoundland, løber den Syd paa formedelst et Fald i denne Retning af Vandspeilet, og holdes samtidigt stærkt opstemmet imod Land; men i det Øieblik, da den har passeret Cap Race, forsvinder

pludselig den Modstand, som Landet frembød, og fra dette Øieblik sættes Strømmen i Bevægelse Sydvest hen langs Land paa samme Maade, som ved Cap Farvel. Betragte vi nu denne Polarstrøm, som vedbliver at løbe Sydvest hen og som efterhaanden optager de Vandmasser, som tilstrømme fra St. Lorenzbugten og flere andre Udløb langs den amerikanske Kyst, vil det være klart, baade at denne Strøm drives frem af Jordens Rotationskraft og at dens Vandspeil af samme Kraft holdes opstemmet imod Land fra Venstre til Høire. Polarstrømmen, der løber imod Sydvest, Side om Side med Golfstrømmen, har altsaa et Fald af Vandspeilet ned imod Golfstrømmen, medens denne, som vi i det Foregaaende have seet, har et Fald af Vandspeilet ned imod Polarstrømmen. Begge disse Havstrømme drives altsaa frem i modsatte Retninger af Jordens Rotationskraft, og under denne Bevægelse danne deres Vandspeilsflader en lille Kløft, hvis Sideflader dog kun have en meget svag Stigning til begge Sider af Berøringsfladen mellem de to Strømme. Under sit Løb fra Newfoundland langs de forenede Staters Kyster aftager Polarstrømmen bestandigt i Størrelse indtil Florida, hvor den synes at forsvinde. Ifølge Berghaus' Angivelse kan man sætte Polarstrømmens Brede ved Newfoundland = 50 Miil, dens Hastighed sammesteds = 1,8 Fod pr. Sec., medens man for Cap Hatteras, hvor Hastigheden sandsynligviis ikke overstiger 0,9 Fod pr. Sec., næppe kan sætte Strømmens Brede til mere end $7\frac{1}{2}$ Miil.

Den Høide, hvortil Jordrotationen opstemmer Polarstrømmens Vandspeil imod Land paa Strækningen fra Newfoundland indtil Florida, er forskjellig og retter sig efter Strømmens Brede og Hastighed. Den er størst ved Newfoundland, hvor den beløber sig til omtrent $\frac{1}{2}$ Fod; men derfra aftager Opstemningen imod Syd saaledes, at den allerede ved Cap Hatteras kun er ganske lille. Polarstrømmen holdes altsaa opstemmet imod Land af Jordens Rotationskraft, der tvinger Strømmen til at følge Østkysten af Amerika i alle dens Bugter fra Nord til Syd; men Golfstrømmen, som løber frit i Havet fra Bahama-Øerne indtil Newfoundland, — hvorimod holdes den opstemmet? hvilken er den Kraft, som tvinger denne Strøm til at følge Polarstrømmen i alle dens Bugter fra Syd til Nord istedetfor frit at følge den mere østlige Bane, som Jordrotationen bestandigt stræber at give den? Det er naturligviis den Kraft, som fremkaldes af Tyngden derved, at Golfstrømmens Vandspeil har et Fald ned imod Polarstrømmen, lodret paa Strømretningen, og om hvilken vi have seet, at den netop er stor nok til at holde Ligevægt med Rotationskraften. Men hvorfra hidrører da dette Vandspeilsfald?

I den af den amerikanske Kystopmaalnings Bestyrelse afgivne Beretning for Aaret 1860 er det antydet, at Golfstrømmens Bane i det Væsentlige er bestemt ved Havbundens Form; men denne Mening kan umuligt være den rigtige, da Havbunden i det Hele taget ligger betydeligt dybere end Golfstrømmens Bund, og da Havbunden tilmed sænker sig meget stærkt imod Øst, hvorved dens Indflydelse, — hvis den virkelig udøvede nogen

Virkning paa Golfstrømmens Løb, — maatte aftage, naar Strømmen antog en østligere Retning end Tilfældet er. Igjennem Floridastrædet, indtil Golfstrømmen har passeret Grundene ved Bahama-Øerne, er det aabenbart Havbunden, eller rettere Landdannelserne imod Øst, som tvinge Strømmen til at løbe Nord paa. Efter at Golfstrømmen har passeret disse Grunde, begynder den strax at vise Spor til deelviis at antage en østlig Retning; men Grunden til at Afgangen imod Øst, i lang Tid efterat Strømmen har passeret Bahama-Grundene vedbliver at være saa ubetydelig, kan ikke tilskrives Havbundens Form, da denne ligger langt dybere end Golfstrømmens Bund; Afgangen imod Øst har derimod sin Aarsag i heelt andre Forhold, som jeg nu skal søge at vise.

At Golfstrømmen under sit videre Løb imod Nord ikke antager en mere østlig Retning end Tilfældet er, har simpelthen sin Grund deri, at Polarstrømmen, som flyder langs Golfstrømmens Vestsida imod Syd, har en lavere Vandstand end baade Golfstrømmen og Atlanterhavet Øst for denne; at dette virkelig er Anledningen til, at den varme Strøm vedbliver at følge den kolde indtil Newfoundland, lader sig heldigviis godtgjøre for hvert af de Tværnit, hvori den amerikanske Regjering har ladet udføre Observationer over Temperaturen af Havet, lige fra Cap Cañaveral indtil Sandy Hook. For Tværnittet ved Cap Cañaveral have vi allerede tidligere viist, at Havvandets Tæthed er forskjellig i forskjellige Punkter, samt at Havet paa dette Sted ikke kan være i Ligevægt i større Dybder, med mindre Polarstrømmens Vandspeil har en Vandstand, som er c. 1,5 Fod lavere end Atlanterhavets Vandspeil Øst for Golfstrømmen, — og noget fuldkomment tilsvarende vise ogsaa alle de følgende Tværnit. Jeg skal dog ikke her gaae nærmere ind paa at paavise dette Forhold ved alle de angivne Tværnit, væsentligt paa Grund af at de fundne Varmeforhold ikke ere fuldstændigt meddeelte for hvert enkelt Tværnit, hvilket igjen synes at hidrøre fra, at Observationerne langt fra alle Steder ere blevne udførte under lige heldige Omstændigheder, og derfor heller ikke maa tillægges samme Grad af Paalidelighed i Enkelthederne. De meest fuldstændige Oplysninger om Temperaturforholdene i Havet ere, som tidligere bemærket, angivne for Tværnittet ved Sandy Hook saaledes som disse ere fremstillede i Pl. III Fig. XII, hvorfor ogsaa dette Sted fortrinsviis egner sig til at kaste Lys over Sagen.

Paa Grund heraf skal jeg derfor indskrænke mig til at paavise, hvilke Resultater der kunne udtrages af Temperaturbestemmelserne i det omhandlede Tværnit ved Sandy Hook. Ifølge Angivelserne i meerbemeldte Rapport for 1860 kunne de observerede Temperaturforhold fremstilles saaledes:

Dybden, hvori Tem- peraturen er bestemt, i Fævne.	Polarstrøm- mens Tem- peratur i Vertical Nr. 43.	Golfstrømmens Temperatur i				Atlantehavets Tempe- ratur i		Middeltempe- ratur for Ver- ticalerne Nr. 11, 10, 9 og 8.
		Vertical Nr. 14, ¹⁵ / ₄ Miil fra Nr. 43.	Vertical Nr. 12, ²⁰ / ₄ Miil fra Nr. 44.	Vertical Nr. 11, ⁴⁰ / ₄ Miil fra Nr. 42.	Vertical Nr. 10, ³⁵ / ₄ Miil fra Nr. 41.	Vertical Nr. 9, ⁵² / ₄ Miil fra Nr. 40.	Vertical Nr. 8, ⁵⁰ / ₄ Miil fra Nr. 9.	
		0	25,0° C.	26,6° C.	27,7° C.	26,6° C.	27,2° C.	
10	22,2	25,5	27,2	26,1	26,6	25,0	25,5	25,8
20	15,0	25,0	26,6	25,5	26,1	22,2	25,0	24,7
30	12,2	22,7	25,0	23,8	25,0	20,5	22,2	22,9
50	11,1	18,3	23,3	21,1	21,1	18,8	19,4	20,1
70	10,0	15,5	21,6	19,4	19,4	17,2	18,3	18,6
100	8,8	13,3	19,4	18,3	18,8	16,6	17,7	17,8
150	7,2	12,2	17,7	16,6	17,2	16,1	17,7	16,9
200	6,6	10,0	16,1	16,1	16,6	15,5	16,3	16,1
300	5,5	8,3	14,4	14,4	15,0	15,5	15,0	15,0
400	3,8	6,6	12,7	12,7	13,3	13,7	12,7	13,1

Ved efter ovenstaaende Tabel at construere Temperatur-Curver for hver af de undersøgte Verticaler, idet Temperaturen betragtes som Abscisse og Dybden, hvori Temperaturen er maalt, som Ordinat, erhoder man en graphisk Oversigt over Temperaturens For- deling i de undersøgte Perpendikulærer eller Lodlinier; men da det umiddelbart sees, at de saaledes construerede Curver afvige meest fra hinanden i Nærheden af Polarstrømmen, — eftersom den største Temperatur-Forskjel finder Sted imellem Verticalen Nr. 13 og Nr. 12, — medens Varmegraden for de fire Verticaler Nr. 11 til Nr. 8 indbyrdes kun er forholdsvis lidt forskjellig, saa har jeg til Oversigt over Forholdene sammenstillet de 4 Curver svarende til Verticalerne Nr. 11 til Nr. 8 i een Gruppe, og Curverne, svarende til Verticalerne Nr. 13, 14 og 12, tilligemed en Curve, svarende til Middeltallet af Temperatur- iagttagelserne for Verticalerne Nr. 11, 10, 9 og 8, i en anden Gruppe, som angivet paa Plan III Figur XIV.

Den amerikanske Kystopmaalnings Bestyrelse har af disse Temperatur-iagttagelser draget den Slutning, at Golfstrømmen er deelt efter Længden i en Række af varme og kolde Belter, de saakaldte Baand af koldt og varmt Vand; men naar man betragter Curverne for de 4 Verticaler Nr. 11 til Nr. 8, forekommer det mig dog noget tvivlsomt, om man efter den nuværende Erfaring med Sikkerhed kan drage denne Slutning; saameget synes mig i alle Tilfælde klart, at man, indtil der foreligger endnu fuldstændigere Oplysninger, sandsynligviis ikke vil begaae nogen større Feil ved at forudsætte, at Temperaturforholdene ere de samme i alle de fire Verticaler (Nr. 11—8), — altsaa ved at betragte For-

skjellighederne som Observationsfeil —, end om man forudsatte, at Temperaturcurverne slyngede sig saaledes imellem hinanden, som Figuren viser.

Naar vi dernæst sammenligne de 4 Curver i den første Gruppe, viser det sig, at for alle Dybder fra 50 Favne indtil 500 Favne under Havfladen har Atlanterhavet, samt den østlige Deel af Golfstrømmen, en Temperatur, som overstiger Polarstrømmens med c. 9° C.; fra 50 Favnes Dybde indtil Overfladen stiger Polarstrømmens Varme derimod i et meget stærkere Forhold end Atlanterhavets, saaledes at dens Varmegrad ved Overfladen kun er $1\frac{1}{2}^{\circ}$ lavere end Overfladetemperaturen af Atlanterhavet. Det sees fremdeles, at Golfstrømmens Temperatur voxer ganske jævnt fra Polarstrømmen indtil Verticalen Nr. 12, og at den fra denne Vertical imod Øst er constant for ligestore Dybder, der ere større end 200 Favne, medens Temperaturen af Strømmen i Dybder af indtil 200 Favne aftager fra Verticalen Nr. 12 Øster hen saaledes, at Aftagelsen er størst i en Dybde af c. 50 Favne under Overfladen, hvor Forskjellen mellem Golfstrømmens og Atlanterhavets Temperatur beløber sig til c. 3° C.

Den stærke Stigning i Temperatur, som Polarstrømmen viser fra 50 Favnes Dybde indtil Vandspeilet, har Bestyrelsen for den amerikanske Kystopmaaling, vistnok med fuld Ret, tilskrevet en Overstrømning af Golfstrømmens Vand, hvilket udbreder sig over Polarvandet og opvarmer dets Overflade. Men med samme Ret tør det sikkert ogsaa antages, at den jævne Temperaturstigning, som Golfstrømmen fremviser fra Polarstrømmen ind imod Verticalen Nr. 12, har sin Grund i en Afkøling, som foranlediges ved en Indstrømning af koldt Vand fra Polarstrømmen til Golfstrømmen, navnlig i den nedre Deel, hvor Temperaturen synes at voxe fuldkommen proportionalt med Længden af den Vei, som det saaledes indtrængende kolde Vand har gjennemløbet. At Golfstrømmens Temperatur i Verticalen Nr. 12, hvor den er et Maximum, kun overstiger Atlanterhavets Temperatur indtil 200 Favnes Dybde, og derimod i større Dybder har samme Temperatur, som Vandet i Atlanterhavet, synes ligeledes at beroe paa den nævnte Indstrømning af koldt Vand; navnlig synes den Omstændighed, at den i Nr. 12 stedfindende Maximumstemperatur, fra en Dybde af c. 50 Favne indtil 200 Favne, bestandigt nærmer sig mere til Atlanterhavets Temperatur, at antyde, at Indstrømningen af koldt Vand væsentligt foregaaer i de nedre Dele af Golfstrømmen.

Naar vi dernæst, ifølge det tidligere Anførte, sætte Havvandets Tæthed i en Dybde af 500 Favne = 1, finde vi ved Hjælp af Formlen (58), idet de foran angivne Værdier for Havtemperaturen indsættes, at Polarstrømmens Saltholdighed ved Sandy Hook (Vertical Nr. 13) maa sættes = 35,0 pr. Mille, at Golfstrømm. Saltholdighed i 15 Quartm. Afstand fra Polarstrømmen (Vtc. Nr. 14) = 35,2 - - og at - - - i 35 - - - (Vtc. Nr. 12) = 36,2 - -, hvilken Saltholdighed tillige gjælder for alle de endnu fjernere Dele af Golfstrømmen saa-

velsom for den tilgrændsende Deel af Atlanterhavet; jeg skal herved bemærke, at denne Saltholdighed fuldkommen synes at svare til den, som Forchhammer's Undersøgelser have givet.

Dersom vi fremdeles antage, at disse Havstrømme tilnærmelsesviis have samme Saltholdighed i alle Dybder, fra Overfladen indtil 500 Favne, og vi dernæst benytte de Temperaturangivelser, som fremgaae af foranstaaende graphiske Fremstilling, saa kunne vi let bestemme Vandets Middeltæthed, t. Ex. for hver 100 Favnes Dybde fra Overfladen nedad; vi finde derved Havvandets Tæthed at være følgende:

For en Dybde af	0—100 Favne	100—200 Favne	200—300 Favne	300—400 Favne	400—500 Favne	Middeltæthed
Polarstrøms-Vandets Tæthed i Verticalen Nr. 13	0,9989	0,9995	0,9997	0,9999	1,0000	0,9996
Golfstrøms-Vandets Tæthed i Verticalen Nr. 14	0,9980	0,9992	0,9996	0,9998	0,9999	0,9993
- — Nr. 12	0,9974	0,9989	0,9995	0,9996	0,9999	0,9990
- — Nr. 11 & 10	0,9980	0,9990	0,9995	0,9996	0,9999	0,9992
Atlanterhavs-Vandets Tæthed udenfor Golfstrømmen	0,9980	0,9990	0,9995	0,9996	0,9999	0,9992

Ved Hjælp af de her fundne Middelværdier for Tætheden ρ vil man nu let kunne bestemme Vandspeilsstanden, naar det bestandigt fastholdes, at Betingelsen for, at de underliggende Vandmasser ere i Ligevægt, er den, at Trykket af de overliggende Vandmasser er ligestort i 500 Favnes Dybde. Thi skal dette finde Sted, er det nødvendigt, ifølge Formlen (59), at Vandstandshøiden z over den Flade, som vi kaldé «Maalefladen», maa være følgende:

For Polarstrømmen i Verticalen Nr. 13	$z = 1,2$	Fod
For Golfstrømmen i — Nr. 14	$z = 2,1$	—
— — i — Nr. 12	$z = 3,0$	—
— — i — Nr. 11 & 10	$z = 2,4$	—
For Atlanterhavet i — Nr. 9 & 8	$z = 2,4$	—

Forudsættes altsaa at der er Ligevægt mellem Polarstrømmens Tryk paa den ene Side og Atlanterhavets Tryk paa den anden i alle Dybder, der ere større end 3000 Fod, saa viser ovenstaaende Tal, at Atlanterhavets Vandspeil paa Grund af Vægtfyldeforholdene maa ligge i en Høide af 1,2 Fod over Polarstrømmens Vandspeil, og da denne Vandstands-differents, efter det tidligere Angivne, netop er den Høide, hvori Golfstrømmens høire Bred maa ligge over samme Strøms venstre Bred, naar Vandspeilets Fald skal holde Ligevægt med Jordens Rotationskraft, kunne vi utvivlsomt betragte denne Overeensstemmelse, som et Beviis for:

1. At Beliggenheden af Golfstrømmens Bane er bestemt ved den Høideforskjel, som finder Sted mellem Vandspeilet af Atlanterhavet og Vandspeilet af Polarstrømmen som en Følge af Vandets ulige Vægtfylde i disse Dele af Havet.
2. At den gjorte Forudsætning, nemlig at Polarstrømmens Tryk holder Ligevægt med Atlanterhavets Tryk i 3000 Fods Dybde, er rigtig, og
3. At det maa betragtes som utvivlsomt, at Vandspeilets Fald $\frac{1}{2}$ paa Golfstrømmens Brede l , regnet fra Atlanterhavet, paa Golfstrømmens Østside, indtil Polarstrømmen, paa samme Vestside, paa alle Punkter af Strømbanen er bestemt ved Ligningen (71).

Betragte vi nu for Simpelheds Skyld alle de forskjellige Strømelementer, der ligge i samme Dybde under Golfstrømmens Overflade, som bevægende sig med Golfstrømmens Middelhastighed, — en Antagelse, som ganske vist ikke er fuldkommen rigtig, men som dog stedse maa give et tilnærmelsesviis rigtigt Resultat, — saa maae vi tillige antage, at Golfstrømmens Vandspeil i Virkeligheden har et jevnt Fald fra Atlanterhavet ned imod Polarstrømmen. Naar dette er Tilfældet, og vi dernæst sammenligne den Vandstand, som Golfstrømmen ifølge denne Antagelse maa have paa forskjellige Punkter tværs paa Strømmen, med den, som den maatte have i de samme Punkter, hvis den i 3000 Fods Dybde under «Maalefladen» skulde udøve samme Tryk, som Polarstrømmen og Atlanterhavet i samme Dybde, saa stille Vandstandshøiderne sig saaledes:

Trykhøiden over «Maalefladen»	Ved et jevnt Fald af Vandspeilet.	I Tilfælde af Ligevægt ved Bunden	Golfstrømmen har altsaa i 500 Favnes Dybde et Undertryk svarende til følgende Vandhøider
I Verticalen Nr. 13	1,2 Fod	1,2 Fod	0,00 Fod
- — Nr. 14	1,54 —	2,1 —	0,76 —
- — Nr. 12	1,55 —	3,0 —	1,47 —
- — Nr. 11	1,91 —	2,4 —	0,49 —
- — Nr. 10	2,24 —	2,4 —	0,16 —
- Atlanterhavet	2,40 —	2,4 —	0,00 —

Bemærke vi derhos, at Trykket i alle Punkter af Vandspeilet er Nul baade for Polarstrømmen, for Golfstrømmen og for Atlanterhavet, saa vil det tillige være klart, at Golfstrømmens Tryk i en hvilkenksomhelst given Dybde under Vandspeilet paa den ene Side er mindre end Trykket af Polarstrømmen og paa den anden Side mindre end Atlanterhavets Tryk, samt at Golfstrømmens Undertryk voxer med Dybden under Havfladen fra Nul ved Vandspeilet, indtil de Tryk, som svare til de ovenfor angivne Trykhøider, hvis Maximum falder

i 35 Quartmiils Afstand fra Polarstrømmen og i 92 Quartmiil fra Atlanterhavet. Tænke vi os nu, at Golfstrømmens Vandspeil indtager den jævne Stigning fra Venstre til Høire, som svarer til Ligevægt med Rotationskraften, saa maa der altsaa finde en Vandtilstrømning Sted fra begge Sider henimod Verticalen Nr. 12, men dog fortrinsviis fra den nærliggende Polarstrøm. At dette er rigtigt, vil man let see, naar det bemærkes, at det Undertryk, som finder Sted i Golfstrømmen i 17 Quartmiils Afstand fra Atlanterhavet, kun svarer til 0,16 Fods Vandhøide, medens Golfstrømmens Undertryk i 15 Quartmiils Afstand fra Polarstrømmen svarer til en Vandhøide af 0,76 Fod. Da Differentstrykket voxer fra Havfladen ned imod Bunden, følger ligefrem deraf, at Tilstømningen af Vand til Golfstrømmen ligeledes voxer fra Havfladen nedad.

De Mængder af Vand, som drives ind i Golfstrømmen udvendig fra, og som altsaa hovedsagligen indstrømme forneden i Golfstrømmen fra Polarstrømmen, ville efterhaanden som de indkomme i Golfstrømmen blive drevne tilveirs, samtidigt med at de af Strømmen sættes i Bevægelse fremad. Efterhaanden som de indstrømmende Vandmasser optages af Golfstrømmens varme Vand, aftager denne Strøms Varmegrad, og det er paa denne Indstrømning af koldt Vand fra Polarstrømmen, at Temperatur-Curverne for Tværsnittet ved Sandy Hook (Fig. XII. Pl. III.) peges hen, ligesom det ogsaa er derpaa, at den fundne Fordeling af Vandets Saltholdighed henviser.

Men naar der, efterhaanden som Golfstrømmen skrider frem, trænger Vand op i Strømmen fra neden af, maa denne ogsaa efterhaanden udvide sig i Brede for at give Plads for de tilstrømmende Masser, og denne stadige Udvidelse af dens Brede forøges bl. A. yderligere derved, at dens Hastighed stadigt aftager. Under Golfstrømmens Løb langs Polarstrømmens østlige Rand maa der altsaa finde en Sidebevægelse Sted udad imod Atlanterhavet, og for at dette skal skee, maa Golfstrømmens Vandspeil nødvendigviis hæve sig noget tilveirs midt i Strømmen over den nylig angivne Vandspeilsstand, som vilde udfordres for at holde Rotationskraften i Ligevægt. Ved denne høiere Vandstand i Midten af Golfstrømmen faaer naturligviis Rotationskraften Overhaand i dens østlige Halvdeel saaledes, at Strømmen gennem hele dens Dybde erholder den nødvendige Bevægelse imod Øst; samme Hævning af Vandspeilet forøger tillige Golfstrømmens Tryk paa de underliggende Vandmasser og forhindrer derved yderligere Atlanterhavets Vand fra at trænge ind i Golfstrømmen. Men samtidigt hermed fremkalder denne Hævning af Vandspeilet endnu en anden Virkning, som er særdeles mærkelig og som netop er blevet paaviist ved de Undersøgelser, som den amerikanske Regjering har ladet udføre; Golfstrømmen erholder nemlig derved i Nærheden af Vandspeilet et Overtryk over Polarstrømmens Vand, hvorved den Strøm af varmt Vand fremkommer, som flyder ud over Polarstrømmen og som den amerikanske Kystopmaalnings Bestyrelse har paaviist Tilstedeværelsen af langs den amerikanske Kyst.

Den angivne Theori af Havstrømmene synes saaledes paa en fuldkommen tilfredsstillende Maade at forklare os Grunden til Golfstrømmens og Polarstrømmens gjensidige Beliggenhed, og den synes tillige at angive Aarsagen til de forskjellige andre Forhold, som de nyere amerikanske Undersøgelser have lagt for Dagen. Det maa saaledes blandt Andet betragtes som utvivlsomt, at Polarstrømmen under dens Løb fra Newfoundland indtil Florida modtager en Tilvæxt af varmt Vand, som i Form af en Overfladestrøm af indtil 50 Favnes Dybtgaaende, udbreder sig over Polarstrømmens kolde Vand; men det er fremdeles ligesaa vist, at Polarstrømmen fra sin Side sender en langt større Strøm af koldt Vand ind forneden i Golfstrømmen, og at den paa denne Maade udtømmer sig paa Strækningen fra Newfoundland indtil Florida, hvor den aldeles forsvinder. Det kan derhos, efter hvad jeg i det Foregaaende har viist, betragtes som sandsynligt, at de Vandmængder, som fra Atlanterhavet tilstrømme Golfstrømmen langs dennes østlige Rand, ere forsvindende imod de Vandmasser, som Polarstrømmen driver ind i Golfstrømmen.

Forholder dette sig saaledes, er det tillige klart, at Golfstrømmens Vandføring under dens Løb maa forøges med de samme Vandmængder, som Polarstrømmen afgiver. Betegnes altsaa Golfstrømmens Vandføring i Snævringen ved Bemini ved Q Cubikfod pr. Secund, og antage vi endvidere, at for et vilkaarligt Tværsnit er Polarstrømmens Vandføring $= q$ Cubikfod pr. Secund, saa er det aabenbart, naar vi see bort fra den Afgang og Tilgang af Vand, som midlertidigt finder Sted paa Grund af Fordampning, Tilløb fra Floder, Regn o. s. v. paa Veien fra Snævringen ved Bemini, at Golfstrømmens Vandføring for det samme Tværsnit paa Strømmen maa være fremstillet ved $(Q + q)$ Cubikfod pr. Secund.

At det ligeledes er den her omhandlede Indtrængning af Polarstrømmens Vand i Golfstrømmen, som foranlediger de saakaldte Opkogninger, som undertiden finde Sted midt i Golfstrømmen, endog i blikstille Veir til ikke liden Forfærdelse for uvante Reisende, der pludselig troe sig omgivne af Skær og Grunde*), behøver jeg blot at nævne.

For nærmere at bestemme de Forhold, hvorunder en given Havstrøm bevæger sig, maae vi søge at integrere den sidste af Ligningerne (70). I denne Anledning skal det her bemærkes, at om det end er givet, at Strømhastigheden v ikke varierer aldeles paa samme Maade med Dybden x , naar Strømmen drives frem af Jordens Rotationskraft, som naar den drivende Kraft er ligestor for alle Punkter af det vilkaarlige Tværsnit paa Strømmen, som betragtes, saa er det dog paa den anden Side indlysende, at vi ikke kunne begaae nogen særdeles mærkelig Feil ved ogsaa her, ligesom for de tidligere undersøgte rectangulære Strømme, at sætte:

*) Tidsskrift for populære Fremstillinger af Naturvidenskaben B. 4. S. 41. Udgivet af C. Fogh, Chr. Lütken og Chr. Vaupell.

$$\mu \cdot \frac{d\left(\frac{dv}{dx}\right)^2}{dx} = \frac{m \cdot v_0^2}{H},$$

hvori v_0 betegner Strømmens Bundhastighed, H Strømmens fulde Dybde og m Vandets Modstandscoefficient. Ved at integrere denne Ligning kommer man, som tidligere viist, til Formlerne (53) og (54), naar Strømmen har den Dybde, hvorom der her er Tale.

Indføres dernæst Værdien $\frac{m \cdot v_0^2}{H}$ i den nævnte Ligning (70), findes denne at kunne skrives saaledes:

$$g \frac{du}{d\lambda} - \frac{dv}{dt} = \frac{m \cdot v_0^2}{H} - \frac{\sin \theta \sin \omega \cos \omega}{13750} \cdot v.$$

Ved nu at anvende denne Ligning paa det Strømelement, som danner Strømmens Vandspeil, hvis Hastighed betegnes ved V , findes let, at Ligningen for Vandets Bevægelse kan skrives:

$$g \frac{dV}{d\lambda} - \frac{dV}{dt} = 0,008 \cdot \frac{V^2}{H} - \frac{\sin \theta \sin \omega \cos \omega}{13750} \cdot V,$$

idet vi i Henhold til tidligere Angivelse sætte $m = 0,025$ og derefter, ifølge Formlerne (53) og (54), have:

$$V = 1,766 \cdot v_0, \quad v_0 = 0,566 \cdot V, \quad w = 1,460 \cdot v_0 = 0,82 \cdot V.$$

Multipliseres ovenstaaende Ligning med

$$2 d\lambda = 2 V \cdot dt,$$

erholdes, naar man integrerer Ligningen imellem saa snævre Grændser, at $\sin \theta \cdot \sin \omega \cdot \cos \omega$ kan betragtes som en Constant,

$$2 gu - (V^2 - V_0^2) = 0,016 \int \frac{V^2 d\lambda}{H} - \frac{\sin \theta \sin \omega \cos \omega}{13750} \int 2 V d\lambda,$$

hvori V_0 betegner Begyndeshastigheden svarende til $\lambda = 0$ og $u = 0$.

Ved at sammenligne denne Ligning med Ligningen (61) vil det sees, at de blive identiske naar $\omega = 0, \frac{1}{2}\pi, \pi$ eller $\frac{3}{2}\pi$, det vil sige, i alle de Tilfælde, hvor Jordens Rotationskraft er Nul.

De i sidst angivne Ligning antydede Integrationer ville vi endnu yderligere indskrænke imellem saa snævre Grændser, at ikke blot Productet $\sin \theta \cdot \sin \omega \cdot \cos \omega$, men ogsaa Strømdybden H kan betragtes som constant, hvorved vi for hele Intervallet med tilstrækkelig Tilnærmelse kunne sætte:

$$V = V_0 + a \cdot \lambda \text{ og altsaa } d\lambda = \frac{1}{a} dV, \text{ idet } a \text{ er constant.}$$

Naar Integrationerne derefter udføres, kan ovenstaaende Ligning skrives:

$$2gu - (V^2 - V_0^2) = \frac{0,016}{3} \cdot \frac{V^3 - V_0^3}{a \cdot H} - \frac{\sin \theta \sin \omega \cos \omega}{13750} \cdot \frac{V^2 - V_0^2}{a},$$

og naar derpaa Værdien for $\frac{1}{a} = \frac{\lambda}{V - V_0}$ indsættes, erhoides let:

$$u = \frac{V^2 - V_0^2}{2g} + 0,016 \cdot \frac{V^2 + VV_0 + V_0^2}{3 \cdot 2g} \cdot \frac{\lambda}{H} - \frac{\sin \theta \sin \omega \cos \omega (V + V_0) \lambda}{13750 \cdot 2g}, \dots (72)$$

hvilken Ligning sees at blive identisk med Formlen (62) i alle de Tilfælde, hvor Jordens Rotationskraft er uden Indflydelse paa Strømmens Løb.

Naar denne Ligning opløses med Hensyn paa Strømhybden H , findes denne fremstillet ved:

$$H = \frac{0,016 \cdot \frac{V^2 + VV_0 + V_0^2}{3}}{0,00014575 \left(\frac{V + V_0}{2} \right) \sin \theta \sin \omega \cos \omega + \frac{2gu - V^2 + V_0^2}{\lambda}}, \dots (73)$$

hvoraf H kan beregnes, naar de øvrige Størrelser, som indgaae i Formlen, ere bekendte.

Betegn vi endelig Strømmens Vandføring pr. Secund ved Q , saa haves ifølge det Foregaaende:

$$Q = w \cdot H \cdot l = 0,82 \cdot V \cdot H \cdot l, \dots (74)$$

idet l betegner Strømmens Brede.

Ved Hjælp af Formlerne (71), (72), (73) og (74) ville vi herefter søge, saa godt som vor Kundskab tillader det, at bestemme Strømforholdene i det nordlige Atlanterhav.

Foreløbigt er det let at bestemme den omtrentlige Størrelse af Golfstrømmens Vandføring i Floridastrædet, og navnlig i Snævringen ved Bemini, hvor Strømmens Brede $l = 32$ Quartmiil = 192000 Fod, hvor dens Middeldybde $H = 255$ Favne = 1530 Fod og dens Vandspeilshastighed $V = 6\frac{2}{3}$ Fod pr. Sec. Indsættes disse Værdier for V , H og l i Formlen (74), finde vi, at Golfstrømmen i Snævringen ved Bemini har en Vandføring af 1600 Millioner Cubikfod pr. Secund. En saa umaadelig stor Vandmængde fører altsaa Golfstrømmen med sig Nord hen indtil St. Augustine, dreven af Tyngdekraften formedelst et Vandspeilssald af omtrent 6 Fod i Strømmens Retning, under hvilken Bevægelse Strømmen holdes opstemmet imod Bahama-Øerne saaledes, at dens Vandspeil indtager en Stigning af omtrent 1,3 Fod fra Venstre til Høire paa Strømmens hele Brede.

Forinden vi kunne gaae ind paa at bestemme Golfstrømmens Vandføring langs ad dens Vei fra St. Augustine indtil Sandy Hook og videre, vil det være nødvendigt først at søge at bestemme Vandføringen af den Deel af Polarstrømmen, som gaaer Sonden om Newfoundland Sydvest

hen langs den amerikanske Kyst. Imidlertid skal jeg bemærke, at Golfstrømmen efter det Foregaaende maa antages at have et svagt Fald i Retning af dens Bane fra St. Augustine til Sandy Hook og derfra videre til Newfoundland, samt at Polarstrømmen maa have en tilsvarende Stigning i Retning af dens Bane; men da dette Fald saavel som denne Stigning i ethvert Tilfælde kun er meget lille og i det Hele ikke nøiere bestemt, troer jeg, at vi foreløbigt kunne see bort fra Tyngdens drivende Kraft paa hele Strækningen fra St. Augustine til Newfoundland uden derved at begaae nogen betydelig Feil.

Betragte vi herefter den Deel af Polarstrømmen, som løber Sønden om Newfoundland Sydvest hen og for hvilken vi efter Berghaus' Angivelse ville antage Strømhastigheden V at være constant $= V_0 = 1,8$ Fod pr. Sec., saa finde vi ifølge (73), naar vi sætte Strømretningsvinklen $\omega = \pi + 20^\circ$, $u = 0$ og $\sin \theta = 0,7$, at Polarstrømmens Dybde Syd for Newfoundland maa sættes til $H = 900$ Fod. Sætte vi dernæst efter samme Forfatter Polarstrømmens Brede $l = 50$ Miil $= 1200000$ Fod, findes ifølge (74), at dens Vandføring Syd for Newfoundland maa sættes $= 1600$ Millioner Cubikfod pr. Secund; Polarstrømmen Syd for Newfoundland har følgelig netop samme Størrelse som Golfstrømmen i Floridastrædet. Naar Polarstrømmen kommer over imod Sandy Hook beløber dens Brede, ifølge de nyere Opmaalinger, sig endnu til c. 45 Miil, saa at $l = 1080000$ Fod; Strømhastigheden paa dette Sted kan derimod, ifølge Berghaus' Angivelse, ikke regnes høiere end til Halvdelen af hvad den er ved Newfoundland. Sætte vi herefter i Formlen (73) $V_0 = V = 0,9$ Fod pr. Sec., $\sin \theta = 0,63$, $\omega = \pi + 20^\circ$ og $u = 0$ findes, at Polarstrømmens Dybde ved Sandy Hook maa sættes til c. 500 Fod, og at dens Vandføring maa sættes $= 400$ Mill. Cubikfod pr. Sec. Paa Strækningen fra Sandy Hook Syd paa imod Cap Hatteras antages Polarstrømmen fremdeles at løbe med en Hastighed af 0,9 Fod pr. Sec. Strømningsvinklen ω er paa denne Strækning omtrent $= \pi + 70^\circ$, og naar Strømmen passerer Cap Hatteras, kan man sætte dens Brede $l = 180000$ Fod, dens Vandspeilshæld $u = 0$, samt $\sin \theta = 0,57$. Indsættes disse Værdier i Formlerne (73) og (74), finde vi, at Polarstrømmens Dybde ved Cap Hatteras maa sættes til c. 400 Fod, samt at dens Vandføring maa anslaaes til c. 50 Mill. Cubikfod pr. Secund. Under disse Forudsætninger afgiver altsaa Polarstrømmen omtrent 1200 Mill. Cubikfod Vand pr. Sec. til Golfstrømmen paa Veien fra Newfoundland til Bugten ved New York, medens den paa Veien derfra til Cap Hatteras afgiver omtrent 350 Mill. Cubikfod til Golfstrømmen, og Resten, 50 Mill. Cubikfod pr. Sec., paa Veien fra Cap Hatteras indtil Florida.

Som en Følge heraf og efter hvad tidligere er anført, maae vi altsaa anslaae Golfstrømmens Vandføring, langs ad dens Bane fra St. Augustine til Newfoundland, saaledes:

Ved St. Augustine til	1600	Mill.	Cubikfod	pr.	Sec.
— Cap Hatteras -	1650	—	—	—	—
— Sandy Hook -	2000	—	—	—	—
— Newfoundland -	3200	—	—	—	—

Regne vi at Golfstrømmen fra St. Augustine til Cap Hatteras bevæger sig under en Vinkel $\omega = 45^\circ$, og sætte vi $u = 0$ i Formlen (73), saa finde vi, at Strømdybden for et vilkaarligt Punkt af Strømmens Bane kan fremstilles ved:

$$H = \frac{220}{\sin \theta} \cdot V,$$

og naar denne Værdi indsættes i Formlen (74), at Strømmen har en Vandføring:

$$Q = \frac{180}{\sin \theta} \cdot V^2 \cdot l.$$

Sætte vi nu for St. Augustine $Q = 1600$ Mill. Cbfod., $l = 47$ Quartmiil $= 282000$ Fod samt $\sin \theta = 0,5$, saa findes ifølge den sidste Formel, at Golfstrømmens Hastighed paa dette Punkt er $V = 4$ Fod, og, naar denne Værdi indsættes i den første Ligning, Strømdybden ved St. Augustine $H = 1760$ Fod.

Naar vi dernæst for Cap Hatteras i de to sidst angivne Ligninger sætte $Q = 1650$ Mill., $l = 702000$ Fod og $\sin \theta = 0,57$, finde vi for dette Punkt Golfstrømmens Hastighed $V = 2,75$ Fod og dens Dybde $= 1100$ Fod.

Efterat Golfstrømmen har passeret Cap Hatteras, antager den en noget nordligere Retning, idet den stadigt følger Polarstrømmen; men ved Chesapeakbugten bøier Golfstrømmen igjen Øster hen og løber saaledes langs Polarstrømmen forbi Sandy Hook, under en Vinkel $\omega = 20^\circ$ indtil den har passeret Newfoundland. Indsætte vi denne Værdi for ω , samt $V_0 = V$ og $u = 0$ i Formlen (73), erhoides: $H = \frac{344}{\sin \theta} \cdot V$, og naar denne Værdi indsættes i Formlen (74) findes: $Q = \frac{282}{\sin \theta} \cdot V^2 \cdot l$. Sætte vi for Sandy Hook $Q = 2000$ Mill. Cbfod., $l = 762000$ Fod og $\sin \theta = 0,61$, finde vi Golfstrømmens Hastighed $V = 2,4$ Fod, og dens Dybde paa samme Punkt $H = 1350$ Fod. Sætte vi dernæst for Golfstrømmen, Syd for Newfoundland, $Q = 3200$ Mill. Cubikfod, $l = 80$ Miil $= 1920000$ Fod og $\sin \theta = \frac{2}{3}$, saa finde vi Strømmens Hastighed $V = 2$ Fod og Strømdybden $H = 1000$ Fod.

Hervød skal det blot bemærkes, at de saaledes beregnede Strømforhold i alle Punkter synes at stemme fuldkommen overeens med vore Erfaringer angaaende Golfstrømmens Løb.

Forinden vi forsøge at følge Golfstrømmens Løb videre, vil det imidlertid være hensigtsmæssigt at søge at bestemme, deels, hvor store de Vandmængder maae antages at være, som ved den store Fordampning under Troperne mellem 0 og 30 Graders Brede bortgaae fra Atlanterhavet til Atmosfæren udover hvad, der i Form af Regn falder paa denne Deel af Havet, og hvad der tilstrømmer samme fra de omgivende Lande, deels, hvormeget de Vandmængder, som paa Grund af Regn, Sne etc. tilstrømme Atlanterhavet Nord for den 30te Bredegrad, overskride de Mængder, der bortdampe fra denne Deel af Atlanterhavet.

Med Hensyn herpaa bemærkes foreløbigt, at da den 30te Bredegrad deler den nordlige Halvkugles Jordoverflade i to ligestore Dele, der hver have et Areal af henimod 2400000 □ Miil, da dernæst den Deel af Atlanterhavet, som er beliggende mellem Æqvator og 30° N. B., ikke fuldt kan anslaaes til $\frac{1}{3}$ af hele det nævnte Jordbelte, og da endelig det hele Areal, som afgiver Vand til Atlanterhavet Nord for den 30te Bredegrad ikke overstiger $\frac{2}{3}$ af det hele Areal, som ligger Nord for samme Bredegrad, saa overstiger Atlanterhavets Areal, mellem 0° og 30° N. B., ikke 500000 □ Miil, og det Areal, som afgiver Vand til Atlanterhavet Nord for 30° N. B., ikke 1600000 □ Miil. De foran opstillede Spørgsmaal, angaaende Fordampning og Nedslag paa Jordens nordlige Halvkugle, kunne derfor ogsaa fremstilles saaledes:

1. Hvor stort er Overskuddet af Vand, som bortdamper fra den c. 500000 □ Miil store Deel af Atlanterhavet, som er beliggende mellem Æqvator og 30° N. B.?, og
2. Hvor stort er Tilløbet af Vand fra det c. 1600000 □ Miil store Areal, som sender sit Afløbsvand til Atlanterhavet, Nord for 30° N. B.?

For at kunne besvare disse to Spørgsmaal, som have Betydning ved Bedømmelsen af Havets Strømningsforhold skal jeg først bemærke, at de Fordampnings-Maalninger, som Kjøbenhavns Commune har ladet paabegynde og som senere fortsættes af Videnskabernes Selskab, have viist, at den Vandmængde, som aarligt bortdamper fra et frit Vandspeil, beløber sig omtrent til $\frac{1}{3}$ mere, end hvad der gjennem det aarlige Nedslag af Regn og Snee falder paa det samme Areal; men det har derved tillige viist sig, som naturligt er, at Fordampningen i Aarets Løb er fordeelt paa en heel anden Maade end Nedslaget*). Ved disse Iagttagelser er det bl. A. viist, at Fordampningen hos os næsten er forsvindende lille i de egentlige Vintermaaneder; men derimod er et Maximum i Maanederne Juni og Juli, paa hvilken Tid der daglig bortdamper en Vandhøide af omtrent $\frac{1}{6}$ Tomme. Det er fremdeles paaviist, at i Sommerhalvaaret (April—Septbr.) er Fordampningen omtrent dobbelt saa stor som Regnmængden, hvorimod Nedslaget i Vinterhalvaaret er over dobbelt saa stort, som hvad der bortgaaer ved Fordampningen. Saadanne Fordampnings-Maalninger, som tør antages at have samme Grad af Paalidelighed som de sædvanlige Regnmaalninger, foretages som bekjendt intel andet Sted end ved Kjøbenhavn, og derfor haves der, saa vidt mig bekjendt, heller ikke noget andet Sted nogen fuldkommen paalidelig Kundskab om dette interessante og for Meteorologien vigtige Naturforhold. Nogen Kundskab om Fordampningens Størrelse har man vel nu og da søgt at erholde ved at udsætte et Kar med Vand paa Taget af et Huus eller Lignende; men ligesom saadanne Undersøgelser ikke almindeligt ere blevne udførte, saaledes kunne de heller ikke give et paalideligt Svar paa Spørgsmaalet om, hvor store

*) I det kongelige Landhuusholdnings Skrifter for Aaret 1860 har jeg givet en Beretning derom for de første 10 Aar.

de Vandmængder ere, som bortdampe fra det frie Vandspeil af en Sø eller af Havet, fordi Forholdene, hvorunder Fordampningen i Karret foregaaer, altid ere forskjellige fra de Forhold, som finde Sted ved den frie Havflade, idet det navnlig er klart, at Fordampnings-Karret sædvanligt maa angive en Fordampning, som er større end den, som finder Sted fra Havfladen. Desuagtet kunne dog ogsaa saadanne mindre fuldkomne Fordampnings-Maalninger have en stor Interesse, fordi de i ethvert Fald vise os Fordampningens omtrentlige Størrelse for det paagjeldende Sted, og tilmed give os en Grændse for Størrelsen af den virkelig stedfindende Fordampning.

Angaaende denne Art af Fordampnings-Maalninger træffer det sig nu saa heldigt, at jeg har liggende for mig tvende Beretninger om Resultaterne af to saadanne Observations-Rækker, der ere udførte i Aaret 1860, den ene i Dublin*) og den anden paa St. Helena**). Af disse to Rækker af Fordampnings-Maalninger, der er fortsatte igjennem hele Aaret, har den første mindre Interesse for de nærværende Undersøgelser, og jeg skal derfor med Hensyn paa Dublin kun bemærke dette, at den i Aarets Løb fordampede Vandmængde omtrent er ligestor med den i samme Tid faldne Regnmængde (36 Tom.). Derimod have de paa St. Helena fundne Resultater en betydelig større Interesse, fordi Øen St. Helena er beliggende under Forhold, som meget nær maa være de samme, som de, der svare til den sydlige Deel af det Nordatlantiske Hav, hvorom Spørgsmaalet her nærmest dreier sig. Som Resultat af Fordampnings-Maalningerne paa St. Helena skal jeg anføre, at Lieutenant Haughton har fundet, at i alle Aarets 52 Uger er Fordampningen under Troperne større end Nedslaget og at Overskuddet af Fordampning over Nedslaget for Aarets tolv Maaneder, udtrykt i Tommer Vandhøide, kan fremstilles saaledes:

Januar.	Februar.	Marts.	April.	Mai.	Juni.	Juli.	August.	Septbr.	Octbr.	Novbr.	Dechr.	Hele Aaret.
7,75	8,90	7,75	9,15	5,30	6,02	5,80	4,90	6,75	5,75	5,95	7,40	81,42

Den i Aarets Løb fordampede Vandmængde beløber sig altsaa for St. Helena til en Vandhøide af 81,5 Tomme, foruden hele den faldne Regnmængde, og naar denne Vandmængde tænkes jevnt fordeelt paa Aarets 365 Dage, saa findes det, at der daglig fra Havets Overflade ved St. Helena gennemsnitlig bortdamper en Vandhøide af omtrent 0,22 Tom., foruden Nedslaget. Da St. Helena ligger midt i Atlanterhavet, omtrent paa 16° S. B., kunne vi herefter temmeligt sikkert gjøre Regning paa, at den Vandmængde, som bortdamper fra Atlanterhavet imellem 0° og 30° Brede, gennemsnitligt beløber sig til 0,22 Tom. Vand-

*) *On the Rainfall and Evaporation in Dublin*, by Samuel Haughton.

**) *Rainfall and Evaporation in St. Helena*, by John Haughton.

høide pr. Dag, foruden hele den faldne Regnmængde. Formindske vi dernæst denne Vandmængde med 10 pro Cent paa Grund af de fra Land tilstrømmende Mængder, saa tør det derefter antages, at det hele Overskud af Vand, som gjennemsnitligt bortgaaer fra Atlanterhavet ved den stedfindende stærke Fordampning mellem 0° og 30° N. B., omtrent maa svare til 0,2 Tom. Vandhøide daglig. Under denne Forudsætning borttager altsaa Fordampningen under Troperne gjennemsnitligt c. 110 Cubikfod Vand pr. Secund fra hver Qvadratmiil af Havfladen, eller c. 55 Millioner Cubikfod pr. Sec. fra hele den Deel af Atlanterhavet, som er beliggende mellem Æquator og 30° N. B. — Den hele Vandmængde, som Atlanterhavet mellem Æquator og 30° N. B. afgiver, deels igjennem Golfstrømmen og deels til Atmosfæren, kan derfor med et rundt Tal anslaaes til 1650 Millioner Cubikfod pr. Secund.

Naar vi derefter skulle bestemme Tilløbet af Vand til den Deel af Atlanterhavet, som ligger Nord for 30° N. B., saa antager jeg foreløbigt, at vi ikke ville begaae nogen stor Feil ved at forudsætte, at den aarlige Afløbsmængde fra de 1600000 \square Miil store Opland omtrent svarer til en Vandhøide af 22 Tommer i Gjennemsnit. Dette forudsat vil der altsaa i Gjennemsnit fra det 1600000 \square Miil store Opland dagligen tilstrømme den omhandlede nordlige Deel af Atlanterhavet en Vandmængde svarende til en Vandhøide af 0,005 Fod, hvilken Afløbsmængde for hver \square Miils Opland vil beløbe sig til 2880000 Cubikfod i Døgnet, eller naar denne Vandmængde fordeles jevnt paa Døgnets 86400 Secunder, til $33\frac{1}{3}$ Cubikfod i Secundet pr. \square Miil; den totale Tilstrømning af Vand fra det 1600000 \square Miil store Opland vil da udgjøre $53\frac{1}{3}$ Millioner Cubikfod pr. Secund. Med runde Tal kunne vi derfor sætte *Tilgangen af Vand fra Atmosfæren til Atlanterhavet Nord for 30° Brede ligestor med Afgangen af Vand til Atmosfæren fra Atlanterhavet mellem 0° og 30° N. B. og indtil videre anslaae denne Vandmængde til c. 50 Millioner Cubikfod pr. Secund.*

Men naar der i Henhold til det Foregaaende fra det nordatlantiske Havs sydlige Deel strømmer en Vandmængde af 1650 Mill. Cubikfod pr. Sec. op til de nordligere Dele af samme Hav, deels igjennem Golfstrømmen og deels igjennem Atmosfæren, saa maa der ogsaa omvendt fra de nordligere Dele af det nordatlantiske Hav tilstrømme de sydlige Dele af samme Hav den samme Vandmængde, og det kan derfor forudsættes, at den tilbagegaaende eller sydgaende Green af Golfstrømmen, som sætter ned forbi de azoriske Øer langs Kysten af Afrika maa have en samlet Vandføring af 1650 Mill. Cubikfod pr. Secund.

Erindres det dernæst, at Golfstrømmens Vandføring Syd for Newfoundland beløber sig til c. 3200 Millioner Cubikfod, og forudsættes det endvidere, at Golfstrømmen indtil det Sted, hvor den forlader Polarstrømmen, erholder et yderligere Tilskud af c. 50 Millioner Cubikfod, saa bliver det tillige klart, at den nordgaende Greens Vandføring, efter at Golfstrømmen har afgivet 1650 Mill. Cubikfod til den sydgaende Green, bliver at sætte til 1600 Mill. Cubikfod pr. Sec. Men idet det saaledes maa antages, at den nordgaende Arm

eller Deel af Golfstrømmen, der flyder langs Englands Kyster op imod Island, har samme Vandføring, som Golfstrømmen i Strædet ved Florida, bliver det endvidere indlysende, at den fra Nord tilbagegaaende Strøm (Polarstrømmen), der foruden det afkølede Golfvand tillige maa føre hele Nedslaget tilbage imod Syd, maa have en samlet Vandføring af 1650 Millioner Cubikfod, og saaledes i Størrelse være lig den tilbagegaaende sydlige Arm af Golfstrømmen.

Kaste vi nu Blikket ud over det nordatlantiske Hav, for at erholde en foreløbig Oversigt over Løbet af de stedfindende store Strømninger, saa bemærke vi først, at nedad imod Ækvator hæver Havfladen sig over den tidligere omtalte «Maaleflade», der vilde danne Vandspeilet, hvis Havet var i Ligevægt og overalt havde samme Tæthed, som i Egnen Sydøst for Grønland, samt at Høiden, hvortil Havfladen stiger under Ækvator, navnlig paa Grund af Havvandets Udvidelse ved Varmen, der voxer imod Ækvator, efter det Foregaaende kan anslaaes til $6\frac{1}{2}$ Fod. Dernæst bemærke vi, at ved Sydøst-Passatens Tryk paa den sydlige Halvkugles Vandmasser og ved Nordøst-Passatens Modtryk paa den nordlige Halvkugle opstemmes Havfladen yderligere imod det caraiske Hav saaledes, at derved den Anledning fremkommer, som foranlediger Dannelsen af den mægtige Golfstrøm, som med en Vandføring af 1600 Mill. Cubikfod pr. Sec. strømmer bort gennem Floridastrædet til den nordlige Deel af det nordatlantiske Hav. Men vi bemærke tillige, at medens denne Vandmængde bortstrømmer fra den sydlige Deel af det nordatlantiske Hav, afgiver dette Hav, paa Grund af den under Troperne herskende store Fordampning, i en stadig Strøm en Vandmængde af c. 50 Millioner Cubikfod pr. Sec. til Atmosfæren, hvilken Vandmængde bortføres gennem Luften til de nordligere Egne, hvorfra den efterhaanden vender tilbage til Jorden og derefter tilstrømmer det nordlige Atlanterhav.

Betragte vi nu Golfstrømmens videre Løb, saa bemærke vi derved, at efterat Strømmen har passeret den 30te Bredegrad ved St. Augustine, drives den frem af Jordens Rotationskraft langs den amerikanske Kyst indtil Newfoundland, Side om Side med Polarstrømmen, der kommer fra Nord, og imidlertid paa sin Vei imod Syd efterhaanden afgiver hele sin Vandmængde til Golfstrømmen, hvis Vandføring derved efterhaanden voxer indtil 3250 Millioner Cubikfod ved Newfoundland. Naar Golfstrømmen fra Newfoundland har bevæget sig et Stykke Vei over imod Europa, deler den sig i to store Strømme, *en sydgaaende Strøm*, der følger langs med Kysten af Afrika, med en Vandføring af 1650 Mill. Cubikfod pr. Sec., og *en nordgaaende Strøm*, der med en Vandføring af 1600 Mill. Cubikfod pr. Sec. følger Europas Kyster op forbi Island og Norge indtil Ishavet. Efterat denne sidste Strøm ved at passere de nordlige Polarhave har afgivet hele sin medbragte Varme, strømmer dens Vandmasser i Forbindelse med Nedslaget fra Atmosfæren igjen tilbage imod Syd dels igjennem Baffinsbugten, dels langs Grønlands Østkyst indtil Davisstrædet, og efterat Polarstrømmen med en samlet Vandføring af 1650 Mill. Cubikfod pr. Sec. har passeret

Newfoundland, optages den efterhaanden paany af den fra Syd kommende Golfstrøm, som derpaa fører Koldvandsstrømmens Vand frem med sig imod Øst til et nyt Kredsløb o. s. fr.

Ville vi nu efter denne foreløbige Orientering nærmere betragte Golfstrømmens Løb fra Newfoundland hen imod Europa, saa ledes vi let videre i Erkjendelsen af de interessante Forhold, hvorunder denne mærkværdige Strøm bevæger sig.

Til nærmere Oplysning om de store Havstrømmes Løb i det nordlige Atlanterhav, navnlig Golfstrømmen og Polarstrømmene, har jeg paa det medfølgende Kaart (Pl. I) søgt at angive disse Strømme saaledes, som jeg, efter de foreliggende Erfaringer, og efter hvad jeg alt har udviklet og i det Følgende endnu skal tilføie, maa antage, at Forholdene hovedsageligt ere.

Fra Snævringen ved Bemini, som paa Kortet er betegnet ved $A-B$, forbi Tværnsnit A_1-B_1 ved St. Augustine til Tværnittet $A_2C_2B_2$ ved Sandy Hook, hvilken Strækning har en Længde af c. 250 Miil, har jeg angivet Golfstrømmen samt den Vest for samme løbende Koldvandsstrøm efter de nyere Undersøgelser af den amerikanske Regjering. Angaaende Golfstrømmens videre Løb har jeg derimod hovedsageligt fulgt Berghaus' nye «Chart of the World» og derved kun foretaget saadanne mindre Forandringer, som jeg efter den udviklede Theori af Havstrømmene maatte ansee for sandsynligere end Berghaus' Angivelser. Fra Tværnittet $A_2C_2B_2$ ved Sandy Hook indtil Tværnittet $A_3C_3B_3$ Syd for Newfoundland vil det sees, at Golfstrømmens Brede voxer fra c. 32 Miil til c. 80 Miil paa Grund af den store Tilvæxt, som Strømmen paa denne, omtrent 200 Miil lange Strækning modtager fra Polarstrømmen Nord for samme. Golfstrømmens Hovedretning har jeg som sagt regnet at være Øst 20° Nord baade paa den nævnte Strækning og paa den følgende, der har en Længde af omtrent 300 Miil fra Tværnittet $A_3C_3B_3$ til Tværnittet $A_4C_4B_4$, og paa hele den sidstnævnte Strækning vil det sees, at Golfstrømmen vedbliver at bevæge sig frem som en samlet Strøm, der har en Vandføring af 3250 Millioner Cubikfod pr. Sec.

For hele denne Deel af Golfstrømmen haves derfor efter Formlen (74):

$$V \cdot H \cdot l = 3960 \text{ Mill. Cubikfod,}$$

og naar vi for Tværnittet $A_3C_3B_3$, som tidligere angivet, sætte $V = 2$ Fod og $H = 1000$ Fod, findes Golfstrømmens Brede i det Punkt, hvor den forlader Polarstrømmen, at være $l = 82$ Miil, hvilket saaledes fuldkommen svarer til Berghaus' Angivelse. Naar vi dernæst for Tværnittet $A_4C_4B_4$ sætte Strømmens Brede $l = 200$ Miil = 4,8 Mill. Fod og dens Hastighed $V = 0,6$ Fod, saa finde vi Golfstrømmens Dybde paa dette Sted at være $H = 1370$ Fod. Af Bequemmelighedshensyn, og da jeg tillige tvivler paa at kunne komme Sandheden nærmere paa nogen anden Maade, antager jeg nu, at vi tilnærmelsesviis kunne betragte Golfstrømmen, fra Tværnittet $A_3C_3B_3$ til Tværnittet $A_4C_4B_4$, som havende en constant Middeldybde $H = 1200$ Fod; ved at indsætte denne Værdi for H i Formlen (72), samt ved derhos at bemærke, at for den omhandlede Deel af Golfstrømmen er Længden

$\lambda = 300$ Mill $= 7,2$ Mill. Fod, Vandspeilshastighederne $V_0 = 2$ Fod og $V = 0,6$ Fod, samt at tilnærmelsesviis er desuden $\sin \theta = 0,7$ og $\sin \omega \cdot \cos \omega = 0,32$, saa finde vi, at Golfstrømmens Vandspeilshald fra C_3 til C_4 maa være $u = -2,1$ Fod, eller med andre Ord, at Golfstrømmens Vandspeil maa stige $2,1$ Fod paa denne Strækning. Undersøge vi dernæst Strømmens Fald fra Høire til Venstre, lodret paa Strømretningen, saa erindres først fra hvad vi tidligere alt have seet, at ved Tværnittet $A_3 C_3 B_3$ beløber Faldet fra B_3 til A_3 sig til $0,8$ Fod, og sætte vi dernæst for Tværnittet $A_4 C_4 B_4$ $\sin \theta = 0,7$, $\sin \omega = 0,4$ samt Længden fra A_4 til B_4 $l = 4,8$ Mill. Fod og Strømhastigheden $V = 0,6$ Fod, saa finde vi ifølge Formlen (71), at Vandspeilshaldet fra A_4 til B_4 endnu paa det Nærmeste er $0,8$ Fod, ligesom ved Tværnittet $A_3 C_3 B_3$; vi tør derfor gjøre Regning paa, at Punkterne A_4 , C_4 og B_4 af Golfstrømmens Vandspeil alle meget nær ligge $2,1$ Fod høiere end de tilsvarende Punkter A_3 , C_3 og B_3 af Tværnittet Syd for Newfoundland.

Naar Golfstrømmen fra $A_4 C_4 B_4$ strømmer videre fremad, deler den sig i to Halvdele, hvoraf den nordlige med en Vandføring af 1600 Mill. Cubikfod bevæger sig imod Nordost, medens den sydlige Halvdeel med en Vandføring af 1650 Mill. Cubikfod bevæger sig sydostlig hen forbi de azoriske Øer og derfra ned imod den afrikanske Kyst. Grunden til denne Deling af Golfstrømmen fremtræder allerede temmelig klart, naar vi lægge Mærke til, at den nordgaaende Deel af Strømmen, efterat den har passeret Tværnittet $A_4 C_4$, tvinges af de europæiske Kysters Modstand til at gjøre en Bøining imod N. O., hvorved Vandspeilets Stigning, lodret paa Strømretningen, efter Formlen (71) voxer saaledes, at Strømmens østlige Rand kommer noget over 1 Fod høiere end Punkt A_4 . Som Forholdene ere, ligger altsaa Vandspeilet af Golfstrømmens nordlige Halvdeel ved de engelske og franske Kyster væsentligt høiere end Vandspeilet af Golfstrømmens sydlige Halvdeel, og da denne Høideforskjel samt det deraf følgende Fald i sydlig Retning vilde voxe med Vandføringen af den nordgaaende Deel, saa nødes Golfstrømmen til at dele sig. Hertil kommer, at jeg troer at kunne paavise, at den tilbagegaaende Golfstrøm netop har det Fald ned imod den 30° Bredegrad fra Profilet $C_4 B_4$, som er nødvendigt og tilstrækkeligt til at drive Strømmen frem langs Kysterne af Portugal og Nordafrika indtil de canariske Øer. Det er nemlig en bekjendt Ting, at den Strøm, som løber langs den afrikanske Kyst fra Nord til Syd, i Forhold til Omgivelserne er en Koldvandsstrøm saa langt Syd paa som til de capverdiske Øer. Dette fremgaaer tydeligt af Atlanterhavets isothermiske Linier saavel som af forskellige Beretninger, som haves desangaaende, og blandt Andre anfører Rennell i sit Værk om Atlanterhavets Strømninger, at man paa 21° N. B. har fundet den afrikanske Strøms Temperatur at variere mellem 20° og 21° C., uagtet Solen stod lodret derover. Men idet den omhandlede Strøm maa betragtes som en Koldvandsstrøm i Sammenligning med Vandet i Sargassohavet, maae vi tillige antage, at den afrikanske Strøms Vand er mere vægtfuldt end Vandet i det nævnte Hav, hvoraf videre følger, at der ikke kan være Ligevægt i større

Dybder af Havet med mindre den omhandlede Strøms Vandspeil ligger lavere end Vandspeilet af Sargassohavet. Imellem det varme Vand i Sargassohavet og det koldere Vand i den langs den afrikanske Kyst løbende Deel af Golfstrømmen, maa der derfor fremtræde ganske lignende Forhold, som vi alt kjende fra den modsatte Side af Atlanterhavet, hvor den kolde Polarstrøm løber langs med den varmere Golfstrøm; thi det er klart, at Sargassohavets Vand under disse Forhold maa trænge ud foroven over den tilbagevendende Golfstrøm og opvarme dennes Overflade, medens Strømmens koldere Vand trænger ind i samme Hav forneden og afkøler dette. Denne Forskjel imellem Golfstrømmens Vægtfylde og Vægtfylden af det omgivende Atlanterhav voxer sandsynligviis efterhaanden som Strømmen kommer længere Syd paa imod de canariske Øer; paa det Strøg DB , hvor Strømmen løber ret Øst hen, og hvor dens Vandspeil er horizontalt, lodret paa Strømretningen, har Strømmen formentlig samme Vægtfylde som det omgivende Hav. Regne vi nu med Berghaus, at den sydgaaende Deel af Golfstrømmen, i en Brede af 100 Miil, indtil den 30te Bredegrad bevæger sig med en Hastighed af 0,6 Fod pr. Sec., samt antage vi derhos efter det tidligere Anførte, at denne Strøm har en Vandføring af 1650 Mill. Cubikfod pr. Sec., saa finde vi efter Formlen (74), at denne Strøms Dybde maa sættes til omtrent 1400 Fod. Fra Tværsnittet $C_4 B_4$ indtil den Linie DB_4 , hvori alle Elementer af Strømmen bevæge sig lige imod Øst, kan det antages, at Strømmen drives frem af Jordens Rotationskraft under et Vandspeilsfald fra Høire til Venstre, der aftager fra c. 0,4 Fod indtil Nul. Men fra Linien DB_4 bøier Strømmen efterhaanden mere og mere imod Syd indtil en Linie $D_1 B_4$, Syd for den 40de Bredegrad, hvor det kan antages, at Strømmen løber lige imod Syd. Paa denne Vei modvirkes Strømmen af Jordens Rotationskraft, som efterhaanden mere og mere opstemmer samme fra Venstre til Høire. For at Strømmen skal kunne gjenneumløbe denne Bane, maa den paavirkes af en Kraft, svarende til et Vandspeilsfald u , der kan bestemmes ifølge Formlen (72), eller nøiagtigere ved at gaae ud fra Grundformlen:

$$g \frac{du}{d\lambda} - \frac{dV}{dt} = 0,008 \cdot \frac{V^2}{H} - \frac{\sin \theta \sin \omega \cos \omega}{13750} \cdot V,$$

hvoraf Formlen (72) er dannet. For den heromhandlede Bøining af den tilbagegaaende Golfstrøm er nemlig V constant = 0,6 Fod og H constant = 1400 Fod, hvorhos vi kunne betragte $\sin \theta$ som constant = 0,68; antage vi nu tilmed, at for et hvilket som helst Strømelement voxer Længden, som Elementet har gjenneumløbet fra Linien DB_4 imod Linien $D_1 B_4$, proportional med Strømningsvinklen ω , hvilket i ethvert Fald tilnærmelsesviis finder Sted, saa kunne vi sætte:

$$\lambda = \alpha \cdot \omega,$$

hvori α er en constant Størrelse for det betragtede Element af Strømmen. Vi have derfor $d\lambda = \alpha \cdot d\omega$, og see derefter let, at foranstaaende Ligning kan skrives:

$$du = \frac{0,016}{2g} \cdot \frac{V^2}{H} \cdot d\lambda - \frac{\sin \theta \cdot V}{13750} \cdot \frac{\alpha}{2g} \cdot \sin 2\omega \cdot d\omega.$$

Ved at integrere denne Ligning fra $\omega = 0$ til ω og derefter at indsætte Værdien $\frac{\lambda}{\omega}$ for α , samt $V = 0,6$, $H = 1400$, $\sin \theta = 0,68$ og $\frac{1}{2g} = 0,016$, erhholdes:

$$u = \left[0,066 + 0,475 \cdot \frac{\cos 2\omega - 1}{2\omega} \right] \cdot \lambda_1,$$

idet λ_1 betegner Antallet af Millioner Fod, som Strømmen har gennemløbet fra Linien DB_4 ; naar heri sættes $\omega = -\frac{\pi}{2}$ eller $2\omega = -\pi$, erhholdes:

$$u = 0,366 \cdot \lambda_1,$$

hvoraf sees, at Vandspeilsfaldet for de forskellige Strømelementer forholder sig som Længden af Banen fra DB_4 til D_1B_4 . Regnes Længden af den Bane, som det yderste Element af Strømmen beskriver, fra Punktet D til D_1 , at udgjøre 220 Miil eller 5,28 Mill. Fod, saa findes det, at Strømmens Vandspeil i Punktet D_1 maa ligge 1,93 Fod lavere end Vandspeilet i Punkterne D og B_4 samt at Vandspeilet fra B_4 maa have et jævnt Fald indtil Punktet D_1 . At Strømmen virkelig har dette Fald fra B_4 til D_1 er let at vise; thi bestemme vi Vandspeilsfaldet tværs paa Strømningen, for Tværsnittet D_1B_4 , ifølge Formlen (71), ved deri at sætte $\sin \theta = 0,64$, $l = 100$ Miil = 2,4 Millioner Fod, $V = 0,6$ Fod og $\omega = 270^\circ$, finde vi det søgte Fald fra B_4 til D_1 at være 2,14 Fod. Nogen større Overeensstemmelse kan der næppe for Tiden være Spørgsmaal om, da vor Kundskab til de virkelig stedfindende Strømforhold som sagt er meget mangelfuld; men saameget synes ialtfald at være klart, at Golfstrømmens sydgaende Green løber Sydost og Syd hen imod den 40de Bredegrad, fordi Vandspeilet har det dertil fornødne Fald.

Fra den 40de til den 30te Bredegrad løber den saakaldte nordafrikanske Strøm S. 15° V. hen dreven af Jordens Rotationskraft, og det Vandspeilsfald, som dertil kræves, kan let bestemmes efter Formlen (72). Sætte vi til den Hensigt $V_0 = V = 0,6$ Fod, $H = 1400$ Fod, $\sin \theta = 0,57$, $\sin(2\omega) = \sin 30^\circ = \frac{1}{2}$ og $\lambda = 150$ Miil = 3,6 Mill. Fod, saa finde vi, at det Fald, som Strømmens Vandspeil maa have, kan fremstilles ved $u = -0,5$ Fod, hvilket med andre Ord siger, at Jordens Rotationskraft ikke blot er tilstrækkelig til at drive Strømmen fra den 40de til den 30te Bredegrad, men tillige er istand til samtidigt under Strømmens Løb at opstemme dens Vandspeil paa den 30te Bredegrad til en Høide af $\frac{1}{2}$ Fod over den Stand, som Strømmen indtager paa 40° Brede.

Videre end til den 30te Bredegrad, hvor Passatvinden træder til, behøve vi her ikke at følge den tilbagegaende Golfstrøm, da det umiddelbart er indlysende, at under Paavirkning af de forhaanden værende drivende Kræfter forholder Havet sig paa samme

Maade, som naar Vandspeilet havde et Fald ned imod det caraibiske Hav og alene var paa-virket af Tyngdekraften. Passatvindene udøve nemlig, som vi have seet, et Tryk paa Havfladen, hvorved denne opstemmes fra 30° N. Br. henimod det caraibiske Hav, og havde Vandet ikke Leilighed til at afløbe, saaledes som Tilfældet er, vilde Havet stille sig i Ligevægt, skjøndt det havde et Fald N. O. hen. Men da Vandet løber bort gennem Golfstrømmen, forandre Forholdene sig; Havfladen indtager nu ikke Ligevægtsstillingen, men har tværtimod i Forhold til denne Stilling et Fald imod Udløbsaabningen (det caraibiske Hav) paa Grund af hvilket Vandet strømmer til fra alle Punkter saaledes, at Tilløb og Afløb holde hinanden i Ligevægt.

Naar den omhandlede sydgaaende Green af Golfstrømmen passerer den 40de Bredegrad, have vi seet, at dens Vandspeil har en Stigning af 2,14 Fod fra venstre til høire Bred; men ifølge Formlen (71) findes fremdeles, at naar denne Strøm ankommer paa 30° N. Br., saa er Vandspeilets Stigning aftaget til 1,75 Fod. Under sit Løb langs den afrikanske Kyst holdes altsaa Strømmen opstemmet af Jordens Rotationskraft imod Sargassohavet, hvis Vandspeil følgelig maa have en høiere Stand end Vandet i den afrikanske Golfstrøm og hvis Vægtfylde selvfølgelig maa være mindre end Koldvandsstrømmens; Sargassohavets varme Vand løber derfor ned over Koldvandsstrømmens Overflade imod Kysten af Afrika. I en vis Dybde under Overfladen er Tryk og Modtryk lige for Sargassohavet og den heromhandlede Strøm, og under dette Ligevægtspunkt har Koldvandsstrømmen for alle Dybder et Overtryk over Vandet i Sargassohavet, som derfor maa vige Pladsen for det forneden fra Strømmen indtrængende kolde Vand. Efter den her fremstillede Theori af Havstrømmene, maa der altsaa gaee en Overfladestrøm af varmt Vand fra Sargassohavet tværs over den sydgaaende Green af Golfstrømmen ned imod den afrikanske Kyst, hvilket ogsaa Erfaring har godtgjort. Rennell gjør nemlig opmærksom paa den sørgelige Erfaring, som mange Mennesker have maattet gjøre paa Strækningen fra Strædet ved Gibraltar indtil de canariske Øer paa Grund af den stærke Strømsætning, som finder Sted, naar man ikke holder Coursen langt fra Land, og han bemærker tilmed, at denne Strømsætning viser sig til en Afstand fra Land af 75 Miil, ganske saaledes som Theorien angiver. Med Hensyn paa den Understrøm af koldt Vand, som efter Theorien skal løbe fra den nordafrikanske Strøm ud i Sargassohavet, havs ligeledes en interessant Erfaring, som fuldkommen bekræfter Theoriens Rigtighed. Admiral Irminger har nemlig, som tidligere anført, i Sigte af Madeira paa 32° N. B. og $17\frac{1}{4}^{\circ}$ V. L. ved et dertil indrettet Instrument bestemt Strømretningen i en Dybde af henimod 2000 Fod under Havfladen og fundet, at medens der paa Overfladen ikke sporedes nogen Strømsætning, løb der i den nævnte Dybde en Understrøm V. S. V. hen, som havde en Temperatur af 11° C., medens Overfladevandet havde en Temperatur af 25° C.

Fra disse Betragtninger over Golfstrømmens sydgaaende Green ville vi nu henvende Opmærksomheden først paa Strømforholdene i den mod Iishavet, langs Europas Kyster,

løbende Deel af Golfstrømmen, som udgaaer fra Tværsnittet A_4C_4 , og dernæst paa den fra Iishavet ned imod Golfstrømmen løbende Polarstrøm, der følger de amerikanske Kyster imod Syd. Betragt vi den nordgaaende Golfstrøm, som altsaa efter at have passeret Tværsnittet A_4C_4 , har en Hastighed af 0,6 Fod og en Dybde af c. 1370 Fod, saa maa det bemærkes, at i Henhold til Berghaus' og Irminger's Angivelser kan denne Strøms Middelhastighed for den 60de Bredegrad ikke ansættes høiere end til 0,3 Fod pr. Sec. Antage vi nu, at Golfstrømmens Brede paa 60° N. B. udgjør 150 Miil, saa finde vi, ifølge Formlen (74), at Strømmen her maa have en Dybde af 1800 Fod, hvorefter Golfstrømmens Middeldybde fra Tværsnittet A_4C_4 til Tværsnittet A_5C_5 maa anslaaes til henimod 1600 Fod. Gaae vi ud herfra, idet vi fremdeles antage, at Strømmens Begyndeshastighed ved Tværsnittet A_4C_4 er 0,6 Fod, at dens Slutningshastighed ved Tværsnittet A_5C_5 er 0,3 Fod, samt at vi som Middeltal for den omhandlede Strækning have $\theta = 55^\circ$ og $\omega = 60^\circ$, altsaa $\sin\theta = 0,82$ og $\sin\omega \cos\omega = 0,43$, saa finde vi efter Formlen (72) at Golfstrømmen, imellem Tværsnittene A_4C_4 og A_5C_5 , langs dens østlige Rand C_4C_5 , der har en Længde af c. 260 Miil, stiger omtrent 2,2 Fod, medens Stigningen af Strømmen langs dens vestlige Rand A_4A_5 , der har en Længde af c. 140 Miil, beløber sig omtrent til 1,2 Fod; da nu Punkterne A_4 og C_4 henholdsvis ligge 2,1 Fod over Punkterne A_3 og C_3 , og da Punktet C_3 omtrent ligger $\frac{1}{2}$ Fod over A_3 , saa følger videre, at Punktet A_5 af Havfladen maa ligge 3,3 Fod over Havfladen i A_3 og at Punktet C_5 maa ligge omtrent $4\frac{3}{4}$ Fod høiere end A_3 og omtrent 1,5 Fod høiere end Punktet A_5 af Strømmens vestlige Rand. Til dette sidste Resultat føres vi ogsaa ved Hjælp af Formlen (71); thi sætte vi for Tværsnittet A_5C_5 Strømbreden $l = 150$ Miil = 3,6 Mill. Fod, $V = 0,3$ Fod, $\sin\theta = 0,866$ og $\sin^2\omega = \frac{3}{4}$, saa finde vi Høideforskjellen mellem Punkterne A_5 og C_5 at være 1,6 Fod, hvilket temmelig nær er samme Høideforskjel, som ovenfor blev funden.

Naar Golfstrømmen har passeret Skotlands Nordspids, forsvinder den Modstand, som forhindrede Strømmen fra at vedligeholde den oprindelige østlige Retning. Fra dette Øieblik bevæger den sig derfor paany i en østligere Retning over imod den norske Kyst, som den derefter følger fra Bergen heelt op forbi Nordcap, idet den bestandigt drives frem af Jordens Rotationskraft i nordøstlig Retning. Vandføringen af den Deel af Golfstrømmen, som paa denne Maade udmunder i Iishavet, kjende vi ikke; men den udgjør efter al Sandsynlighed henimod $\frac{2}{3}$ af den hele, langs de engelske Kyster løbende Strøm og maa derfor anslaaes til 1000 à 1200 Mill. Cubikfod pr. Sec. Regne vi dernæst, blot for at erholde en omtrentlig Forestilling om Strømforholdene, at den Deel af Golfstrømmen, som fra Nordspidsen af Skotland løber langs Norges Vestkyst op forbi Nordcap, vedligeholder en Brede af 100 Miil, en Dybde af 1600 Fod og en Hastighed af 0,3 Fod, saa finde vi, ifølge Formlen (72), naar vi som Middeltal for Strømretningen sætte $\omega = 64^\circ$, Bredegraden $\theta = 65^\circ$ og derhos Strømbanens Længde $\lambda = 250$ Miil = 6 Mill. Fod, at Jordens

Rotationskraft vil være fuldkommen istand til at drive Golfstrømmen op forbi Nordcap til Iishavet, selv om dettes Havflade laae henimod 1,5 Fod høiere end Havfladen ved Skotlands Nordspids. Der kan derfor næppe være Tvivl om, at det virkelig er Jordens Rotationskraft, som driver den nordgaaende Golfstrøm heelt op i Iishavet, men jeg skal forøvrigt ikke gaae ind paa nogen nærmere Undersøgelse af Strømforholdene angaaende denne Deel af Golfstrømmen, fordi de dertil fornødne Erfaringer næsten aldeles mangle.

Af den hele, langs Kysterne af Storbritannien, Nord hen løbende Golfstrøm, fortsætter altsaa kun $\frac{2}{3}$ af Strømmen sig heelt op til Iishavet langs Kysten af Norge. Omtrent den ene Trediedeel af Strømmen med en Vandføring af c. 500 Mill. Cubikfod pr. Sec. forbindres derimod ved Islands Mellekomst fra at følge Hovedstrømmen op til det nordlige Iishav, men nødes derimod ved Modstanden af denne \emptyset til at bøie af Sonden om Island, gennem Tværnittet $A_5 E$ imod Nordvest, under en Vinkel $\omega = 150^\circ$, for derefter at følge dette Lands Kyster over imod den østgrønlandske Polarstrøm gennem en Længde af c. 80 Miil. I denne Retning er den omhandlede Green af Strømmen modvirket af Jordens Rotationskraft, hvorfor den maa have et Fald imod Polarstrømmen, som kan bestemmes ved Hjælp af Formlen (72). Regnes Strømmens Brede at være c. 50 Miil, og dens Hastighed at være 0,3 Fod pr. Sec., saa finde vi først ifølge (74), at dens Dybde maa anslaaes til c. 1700 Fod. Soges derefter Vandspeilsfaldet fra Punktet E indtil Punktet E_1 ved Polarstrømmen, finde vi, ifølge (72), idet vi sætte $V_0 = V = 0,3$ Fod, $H = 1700$ Fod, $\sin \theta = 0,89$, $\sin \omega \cos \omega = -0,433$ samt $\lambda = 1,92$ Mill. Fod, at Vandspeilet i Punktet E_1 maa ligge $\frac{1}{2}$ Fod lavere end Vandspeilet i Punktet E . Men lægge vi nu Mærke til, at Vandspeilet i Punktet E af Golfstrømmen omtrent ligger 1 Fod lavere end i Punktet C_5 og omtrent $\frac{1}{2}$ Fod høiere end Punktet A_5 , indsee vi tillige, at Vandspeilet af Polarstrømmens østlige Bred ved Punktet E_1 maa ligge i samme Høide, som Vandspeilet af Golfstrømmens vestlige Rand i Punktet A_5 , nemlig 3,3 Fod over Golfstrømmens Vandspeil i Punktet A_3 ved Newfoundland.

Før vi gaae videre med disse Betragtninger over Varmvandsstrømmen, Sonden for Island ville vi for et Øieblik henvende vor Opmærksomhed paa Polarstrømmen, som langs den sydøstlige Kyst af Grønland løber ned imod Cap Farvel. Med Hensyn til denne Strøm skal det bemærkes, at dens østlige Rand ved Punktet E_1 , omtrent paa 65° N. B., efter hvad vi nylig have seet, maa antages at ligge omtrent i samme Høide, som Punktet A_5 , og 3,3 Fod høiere end Punktet A_3 . Polarstrømmens Brede ville vi, ifølge Irminger, sætte til 40 Miil, dens Hastighed efter samme Forfatter til $\frac{3}{4}$ Fod pr. Sec. Antage vi, at omtrent Halvdelen af den hele Strøm, som fra Iishavet strømmer ned forbi Kysterne Labrador og Newfoundland, passerer Syd paa gennem den østgrønlandske Polarstrøm, saa maa denne Strøms Vandføring anslaaes til c. 600 Mill. Cubikfod pr. Sec., og benytte vi de saaledes angivne Tal, finde vi, ifølge Formlen (74), at Polarstrømmens Dybde maa sættes til

omtrent 1000 Fod. Regne vi, paa Grund af Mangel paa nøiagtigere Oplysninger, at Polarstrømmen beholder samme Dybde, Hastighed og Brede indtil Sydspidsen af Grønland, og at Længden af den Bane, som Polarstrømmen gennemløber fra 65° N. B. indtil Cap Farvel er $\lambda = 125$ Mill = 3 Mill. Fod, samt antages endvidere som Middeltal $\sin\theta = 0,89$ og $\omega = \pi + 60^\circ$, saa kunne vi let bestemme Polarstrømmens Vandspeilsfald u paa den omhandlede Strækning ved Hjælp af Formlen (72). Udføres Beregningen, saa finde vi $u = -1,65$ Fod, hvoraf altsaa fremgaaer, at Jordrotationen ikke blot driver Polarstrømmen frem indtil Sydspidsen af Grønland, men at den tillige driver Vandspeilet af denne Strøm saaledes tilveirs, at dette ved Cap Farvel ligger 1,65 Fod høiere end paa den 65de Bredegrad; derved skeer det, at Polarstrømmens østlige Rand, som paa 65° N. B. ligger i en Høide af 3,3 Fod over Punktet A_3 , ved Punktet E_2 bliver beliggende i en Høide af 4,95 Fod over A_3 .

Under Polarstrømmens Løb fra E_1 til E_2 holder Jordrotationen Strømmen opstemmet imod Grønlands Østkyst, og den Høide, hvortil Strømmens vestlige Rand saaledes opstemmes over den østlige, bestemmes let ifølge (71), som giver $h = 1,08$ Fod. Heraf fremgaaer altsaa, at medens Polarstrømmens Vandspeil, langs Strømmens østlige Grændse, fra 65° N. B. indtil Cap Farvel, stiger fra 3,3 Fod til 4,95 Fod over A_3 , saa stiger Strømmens Vestgrændse paa samme Strækning fra 4,4 Fod til 6 Fod over Punktet A_4 .

Imellem denne Koldvandsstrøm, der langs Østkysten af Grønland sætter Syd hen, og Golfstrømmen, der fra Newfoundland sætter Nord hen imod Island, lader det sig nu paavise, at den Green af Golfstrømmen, som bøier Vester over gennem Tværnittet A_5E og som derfra løber Sønden om Island, henimod den østgrønlandske Strøm, gaaer tilbage imod Newfoundland. For at vise dette, maae vi lægge Mærke til, at medens den Deel af Golfstrømmen, som fra Syd af ankommer i Punktet E , netop har det nødvendige Fald langs den islandske Kyst, som behøves for at drive dette Vand over til Punktet E_1 , saa har det Vand, som langs Golfstrømmens vestlige Bred drives op til Punktet A_5 , aldeles intet Fald derfra imod Punktet E_1 og altsaa heller ikke nogen Tendents til at bevæge sig i denne Retning; men Vandet maa søge at løbe ned imod Newfoundland, efter det naturlige Fald af Vandspeilet. For et hvilket som helst andet Element af Golfstrømmen, som passerer et Punkt, beliggende mellem A_5 og E , vil man dernæst let indsee, at Vandspeilet fra Tværnittet A_5E over imod Punktet E_1 har et Fald, som noget nær er proportionalt med den betragtede Vanddeels Afstand fra Punktet A_5 , hvoraf det tillige vil være klart, at dette Fald af Vandspeilet kun vil være istand til at drive Vandet fra det betragtede Punkt til en Afstand fra A_5E , der er proportional med Faldet. Men deraf vil det fremdeles være indlysende, at den Sønden om Island løbende Green af Golfstrømmen efterhaanden maa sprede sit Vand over den hele Strækning af Atlanterhavet, som ligger mellem Golfstrømmen og den østgrønlandske Polarstrøm, og at Vandet, efterhaanden som det standser sit Løb i

vestlig Retning, maa stræbe at følge det naturlige Fald, som Havfladen har imod Syd, da ingen Deel af Strømmen kan fortsætte Veien i nogen anden Retning. Men idet den tilbagegaaende Green af Golfstrømmen saaledes spreder sig over hele den Deel af Atlanterhavet, som begrændses mod Vest af Polarstrømmen og mod Øst af Golfstrømmen, maa den langs med sidstnævnte Strøm have samme Fald imod Syd, som Golfstrømmen, og langs med Polarstrømmen have samme Stigning, som denne Strøm. For de Dele af Varmvandsstrømmen, som følge Polarstrømmen fra E_1 til E_2 , stiger altsaa Vandspeilet 1,65 Fod, medens Vandspeilet for de Dele af samme Strøm, som følge Golfstrømmen imod Syd indtil Punktet A_4 , gennem en Længde af c. 140 Miil fra A_5 , sænker sig 1,2 Fod; Vandspeilet fra E_2 til A_4 sænker sig altsaa 2,85 Fod. Da Polarstrømmen ikke synes at have nogen Hastighed, der er forskjellig fra den, som den tilgrændsende Deel af Atlanterhavet har, skjøndt der, som Admiral Irminger har paaviist, findes en temmelig skarp Grændse imellem Polarstrømmens iiskolde Vand og det tilgrændsende betydeligt varmere Vand, Sydvest for Island*), saa maa det antages, at den varme Strømning langs med Polarstrømmen omtrent har samme Hastighed og samme Dybde, som Polarstrømmen. Som en Følge deraf sætter jeg altsaa den tilbagegaaende Golfstrøms Dybde = 1000 Fod, og dens Hastighed = $\frac{3}{4}$ Fod pr. Sec. langs Polarstrømmens Grændse, og til en foreløbig Orientering, med Hensyn til de hidtil kun lidet kjendte Strømforhold i Atlanterhavet mellem Polarstrømmen og Golfstrømmen, vil jeg dernæst antage, at Strømhastigheden aftager jevnt fra Polarstrømmen indtil Golfstrømmen. Gaae vi ud fra denne Forudsætning og betegne vi den omhandlede Strøms Hastighed langs med Golfstrømmens vestlige Rand ved v_0 , saa er det klart, at for den hele Strømning maa Vandspeilsfaldet fra E_2 til A_4 , som efter det ovenfor Anførte sættes = 2,85 Fod, være bestemt ifølge Formlen (71) ved følgende Ligning:

$$2,85 = 0,000002327 \cdot \sin \theta \cdot \sin^2 \omega \cdot l \cdot \frac{0,75 + v_0}{2}.$$

Naar vi heri sætte $l = E_2 A_4 = 135$ Miil = 3,24 Mill Fod, $\sin \theta = 0,84$ og $\sin^2 \omega = 0,75$, findes Hastigheden $v_0 = 0,45$ Fod, hvorefter det følgelig maa antages, at den tilbagegaaende Strøms Hastighed voxer jevnt fra 0,45 Fod pr. Sec. i Punktet A_4 til 0,75 Fod i Punktet E_2 .

Betragte vi den hele Strøm som udgaaende fra den horizontale Linie $A_5 E_1$ og tænke vi os denne Strøm deelt t. Ex. i 5 Belter, hver af 27 Miils Brede, saa vil det være let for hvert Belte at bestemme Faldet fra Tværsnittet $A_5 E_1$ til Tværsnittet $A_4 E_2$. Betegne vi nemlig Afstanden fra E_2 til Midten af et af disse 5 Belter i Tværsnittet $E_2 A_4$ ved x og Strømhastigheden i Afstanden x ved v , saa er det klart, at Vandspeilet af det betragtede

*) Strømninger og Iisdrift ved Island af Commandeurcapt. C. Irminger. Tidsskr. for Søvæsen. 1861.

Belte vil være beliggende under Vandspeilet ved E_2 i en Dybde, som kan beregnes efter Formlen (71), idet vi i denne for l sætte Afstanden x og for Hastigheden v sætte $\frac{0,75 + v}{2}$, og da Punktet E_2 ligger 1,65 Fod over den horizontale Linie A_5E_1 , saa vil det tillige indsees, at Vandspeilsfaldet fra Horizontalen A_5E_1 til Tværsnittet A_4E_2 for det betragtede Belte kan fremstilles ved:

$$u = 0,000002327 \cdot \sin \theta \cdot \sin^2 \omega \cdot x \cdot \frac{0,75 + v}{2} - 1,65 \text{ Fod,}$$

hvori v kan betragtes som Strømbeltets Middelhastighed. Sætte vi i denne Formel $\sin \theta = 0,84$, $\sin^2 \omega = 0,75$ og derefter successivt $x = 0,1, 0,3, 0,5, 0,7$ og $0,9$ af hele Strømmens Brede fra Punktet E_2 til A_4 samt henholdsviis Strømhastigheden $v = 0,72', 0,66', 0,60', 0,54'$ og $0,48'$, findes Vandspeilsfaldet fra A_5E_1 til A_4E_2 for hvert af de 5 Belter at være følgende:

For det første Belte fra Polarstrømmen	$u = -1,30$	Fod
- - andet - - -	$u = -0,65$	-
- - tredie - - -	$u = -0,05$	-
- - fjerde - - -	$u = +0,50$	-
- - femte - - -	$u = 1,00$	--

Antages dernæst den Længde, som hvert af disse Strømbelter har gennemløbet fra Horizontalen A_5E_1 indtil Tværsnittet A_4E_2 at være $= 140$ Miil $= 3,24$ Millioner Fod, saa kan Strøm dybden for ethvert af de angivne 5 Belter beregnes efter Formlen (73), naar vi deri for u benytte de ovenanførte Værdier, og derhos efterhaanden for $V_0 = V$ sætte de tilsvarende Hastigheder ($0,72', 0,66', 0,60', 0,54',$ og $0,48'$). Da Formlen (73) under disse Omstændigheder let kan skrives:

$$H = \frac{(16 \cdot V)^2}{0,9 \cdot V + \frac{u}{\lambda}},$$

idet Længden λ , udtrykt i Millioner Fod, sættes $= 3,24$, saa finde vi deraf Strømmens Middeldybde for hvert af de fem Belter omtrent at være følgende:

I det første Belte fra Polarstrømmen	$H = 530$	Fod
- andet - - -	$H = 280$	-
- tredie - - -	$H = 180$	-
- fjerde - - -	$H = 120$	-
- femte - - -	$H = 80$	--

Efter at Strøm dybden saaledes er bestemt for hvert Belte, samt Hastigheden og Bredden given, er det let ifølge (74) at bestemme Vandføringen af hvert Strømbelte, og man finder paa denne Maade, at hele Strømmens Vandføring udgjør c. 410 Mill. Cubikfod pr.

Sec. eller henimod $\frac{1}{3}$ af hele den nordgaaende Golfstrøms Vandføring, saaledes som forudsat var.

Polarstrømmen langs Grønlands Østkyst og den samme ledsagende Varmvandsstrøm drives altsaa frem af Jordens Rotationskraft indtil Sydspidsen af Grønland, og holdes imidlertid opstemmet imod dette Land af samme Kraft. For at disse Strømme skulde kunne vedblive at bevæge sig i samme Retning lige ned til Newfoundland, hvad Nogle have antaget som det meest Sandsynlige, vilde det altsaa være nødvendigt, at Strømmen, efter at have forladt Cap Farvel, og imedens den passerede Davisstrødets store Havbugt, vedblivende maatte møde en lignende Modstand, som den, Kysten af Grønland frembød paa Veien indtil Cap Farvel. Men udøvede Vandet i Davisstrødet en saadan Modstand, saa maatte det være opstemmet til samme Høide, som Strømmens Vandspeil, der under disse Forhold maatte vedblive at stige paa samme Maade, som langs den Grønlandske Kyst. Følgen deraf vilde altsaa være, at Polarstrømmen vilde ankomme til Newfoundland med en betydeligt høiere Vandstand end den Golfstrømmen indtager ved Punktet A_3 , hvilket naturligviis er en Umulighed, da Vandspeilsfaldet ikke paa noget Punkt kan være større end det, som er nødvendigt for at aflede Vandet mod Syd saa hurtigt som det tilstrømmer fra Nord. Vandspeilet i Havbugten Sydvest for Grønland maa derfor have en meget lavere Vandstand end den, som vilde udfordres for at den østgrønlandske Polarstrøm skulde gaae lige ned imod Golfstrømmen ved Newfoundland; som en Følge deraf forsvinder pludseligt Modtrykket fra Vest saasnart Polarstrømmen har passeret Cap Farvel, medens Trykket fra Øst paa Grund af Jordrotationen vedvarer og tvinger Polarstrømmen, saavel som de denne ledsagende varmere Strømme, til at bevæge sig Vest hen i den store Havbugt mellem Grønland og Labrador.

Før vi gaae nærmere ind paa at bestemme disse Strømmes Løb, vil det være nødvendigt først at søge at bestemme Vandspeilets Beliggenhed for den store samlede Polarstrøm (Labradorstrømmen), som løber langs Kysterne af Labrador ned forbi Newfoundland indtil Golfstrømmen. For denne isførende Strøm, som ifølge Berghaus' Angivelse maa sættes til en Brede af omtrent 50 Miil og hvis Hastighed maa anslaaes til $\frac{5}{8}$ Fod pr. Sec., ville vi efter det Foregaaende antage, at Vandføringen beløber sig til 1200 Mill. Cubikfod pr. Sec. og finde da let, ifølge Formlen (74), at den omhandlede Polarstrøm maa have en Dybde af omtrent 1460 Fod.

Betragte vi denne Koldvandsstrøm deelviis, finde vi, at den fra 50° N. B. indtil den har passeret Cap Race løber fra Nord til Syd under en Strømningsvinkel $\omega = 270^\circ$ gennem en Længde af omtrent 90 Miil; naar vi derefter i Formlen (72) sætte $V_0 = V = \frac{5}{8}$ Fod, $\lambda = 2,16$ Mill. Fod, $H = 1460$ Fod og $\cos \omega = 0$, saa finde vi, at Strømmen paa denne Strækning maa have et Fald $u = 0,25$ Fod. Fra 59° N. B. indtil 50° N. B. løber Labradorstrømmen langs Labradorkysten Sydost hen, gennem en Længde af omtrent 150 Miil og under en Strømningsvinkel $\omega = -50^\circ$, og naar vi da for denne Strækning

sætte $\sin \theta = 0,819$, $\sin \omega \cdot \cos \omega = -0,49$, $V_0 = V = \frac{5}{8}$ Fod, $\lambda = 3,60$ Mill. Fod og $H = 1460$ Fod, saa finde vi ifølge (72) at Polarstrømmen langs Labradorkysten fra 59° til 50° N. B. maa have et Vandspeilsfald $u = 3,25$ Fod. Endelig fra 65° N. B. indtil 59° N. B. bevæger Strømmen sig fra Nord til Syd under en Strømningsvinkel $\omega = 270^\circ$ og gennemløber imidlertid en Længde af 90 Miil. Sætte vi ogsaa for denne Strækning $V_0 = V = \frac{5}{8}$ Fod og $H = 1460$ Fod samt $\cos \omega = 0$, og $\lambda = 2,16$ Mill. Fod, saa findes Strømmens Fald $u = 0,25$ Fod. Ved at gaae ud fra Punktet A_3 som Nulpunkt, finde vi i Henhold til det Ovenanførte, at Labradorstrømmen paa 50° N. B., Øst for Newfoundland, i Grændsen mod Atlanterhavet, har en Vandstand af $0,25$ Fod over A_3 . Vi finde fremdeles, at den østlige Rand af samme Strøm paa 59° N. B. maa ligge i en Høide af $3,5$ Fod over A_3 , samt at Strømmens østlige Bred paa 65° N. B. maa ligge omtrent $3,75$ Fod over A_3 . Men imedens Polarstrømmens østlige Bred maa antages at have den her angivne Beliggenhed, saa holder Jordrotationen den opstemmet fra Venstre til Høire imod Land, og den Høide, hvori dens vestlige Bred maa være beliggende, bestemmes let ifølge Formlen (71), som, idet vi sætte Strømbreden $l = 1,20$ Mill. Fod og $V = \frac{5}{8}$ Fod, kan skrives: $h = 2,327 \cdot \sin \theta \cdot \sin^2 \omega$. Ifølge denne Formel finde vi Høidebeliggenheden (h) af Labradorstrømmens vestlige Bred over dens østlige at være følgende:

Fra 65° N. B. indtil 59° N. B., idet vi sætte $\sin \theta = 0,88$ og $\sin^2 \omega = 1$, $h = 2,0$ Fod;
 Langs Labradorkysten, - - - $\sin \theta = 0,81$, - $\sin^2 \omega = 0,59$, $h = 1,1$ -
 Langs Newfoundland, - - - $\sin \theta = 0,73$, - $\sin^2 \omega = 1$, $h = 1,7$ - .

Efter saaledes at have bestemt de Forhold, hvorunder den store Labradorstrøm bevæger sig ned imod Golfstrømmen, ville vi igjen betragte den østgrønlandske Polarstrøm med de samme ledsagende Strømme af varmere Vand, for saa vidt muligt at bestemme det Løb, hvorunder disse Vandmasser bevæge sig, efter at de have passeret Tværsnittet FE_2A_4 , og for at danne os en begrundet Mening om Beliggenheden af de Baner, som de forskellige Elementer af den omhandlede Havstrøm maa følge, vil det være hensigtsmæssigt paany at betragte Grundformlen:

$$g \frac{du}{d\lambda} - \frac{dV}{dt} = 0,008 \cdot \frac{V^2}{H} - \frac{\sin \theta \sin \omega \cos \omega}{13750} \cdot V,$$

hvorpaa Formlen (72) er bygget. Naar vi da af Mangel paa bedre Oplysning betragte Strømhastigheden som constant for den hele Bane, som et vilkaarligt Strømelement gennemløber, saa vil det let sees, at denne Ligning kan skrives under følgende Form:

$$\sin(2\omega) = \frac{1}{\sin \theta} \left[220 \cdot \frac{V}{H} - \frac{0,86}{V} \cdot \frac{du}{d\lambda} \right], \dots \dots \dots (75)$$

idet Længden af Banen (λ) udtrykkes i Millioner Fod.

Betragtes først selve Polarstrømmen, der har en Dybde $H = 1000$ Fod og en Hastighed $V = \frac{3}{4}$ Fod, saa finde vi, for denne Strøm, at Formlen (75) kan skrives:

$$\sin(2\omega) = \frac{1}{\sin\theta} \left[0,165 - 1,15 \cdot \frac{du}{d\lambda} \right].$$

Ved Hjælp af denne Ligning ville vi nu forsøge at bestemme Beliggenheden af den Bane, som Polarstrømmen under de givne Forhold maa følge, efter at den har passeret Cap Farvel.

Naar Polarstrømmen ankommer til Sydspidsen af Grønland, saa er, som vi tidligere have seet, Vandspeilsfaldet $\frac{du}{d\lambda} = -\frac{1,65}{3} = -0,55$, og idet vi paa dette Punkt have $\sin\theta = 0,866$, findes $\sin(2\omega) = 0,92$, hvoraf fremgaaer, at Strømningen baade kan foregaae under en Vinkel $\omega = c. 240^\circ$, naar Strømmen, som Tilfældet er langs den grønlandske Kyst, er tvungen af Landets Beliggenhed til at følge denne Retning, men tillige under samme Stigningsforhold kan følge en Vinkel $\omega = c. 210^\circ$, hvilket sidste Tilfælde indtræder, saasnart Strømmen har passeret Cap Farvel, hvor Fastlandets Beliggenhed ikke mere er til Hinder derfor.

Efter at Strømmen har passeret Sydspidsen af Grønland ophører Vandspeilets Stigning i Retning af Banen, og i et vist Øieblik har man da $\frac{du}{d\lambda} = 0$, og altsaa $\sin(2\omega) = \frac{0,165}{0,866} = 0,19$, hvoraf følger, at Strømmen i dette Punkt maa bevæge sig frem under en Vinkel $\omega = 185^\circ$, eller næsten ret Vest hen. Men fra det Øieblik, da Strømmen har passeret Cap Farvel paavirkes den af Tyngdekraften formedelst et Fald af Vandspeilet imod Vest ned imod Labradorstrømmen, og naar dette Fald naaer Værdien $\left(\frac{du}{d\lambda}\right) = 0,143$, bliver $\sin(2\omega) = 0$, altsaa $\omega = 180^\circ$, og Strømmen løber da ret Vest hen. Saasnart Vandspeilsfaldet $\left(\frac{du}{d\lambda}\right)$ bliver endnu større, bliver $\sin(2\omega)$ negativ, og Strømningsvinklen (ω) følgelig beliggende i 2den Quadrant, det vil sige, Strømmen løber Nord—Vest hen. Men i denne Quadrant svarer der atter til samme Værdi af $\left(\frac{du}{d\lambda}\right)$ to Værdier af ω , hvoraf Strømmen paa Grund af Jordrotationen stedse vil følge den nordligste Retning, naar Forholdene forøvrigt tillade det. — Betragt vi det Strømelement, som følger den nordligste Bred af den østgrønlandske Polarstrøm, idet vi erindre, at naar Strømmen har passeret Cap Farvel, ligger det betragtede Element i en Høide af 6 Fod over Punktet A_3 , medens Vandstanden paa 65° Brede i Davisstrædet kun ligger paa 3,75 Fods Høide over A_3 , saa har den østgrønlandske Polarstrøms nordlige Rand altsaa et Fald af 2,25 Fod fra Cap Farvel imod det nævnte Punkt af den vestgrønlandske Strøm, og da Længden af Banen kan sættes til 2,64 (Mill. Fod), bliver Faldet $\left(\frac{du}{d\lambda}\right) = 0,85$. Indsætte vi denne Værdi tilligemed $\sin\theta = 0,87$

i Formlen, saa findes $\sin(2\omega) = -0,94$, hvoraf følger $\omega = 123^\circ$ eller $\omega = 147^\circ$, hvilket Resultat fuldstændigt synes at svare til den virkelige, stedfindende Strømbevægelse langs den grønlandske Vestkyst. Betragt vi derefter det Element af den østgrønlandske Polarstrøm, som løber langs Strømmens sydøstlige Grændse, og hvis Vandspeil ved Cap Farvel ligger 5 Fod over Punktet A_3 , medens Vandstandshøiden ved Labradorstrømmen, hvori den udmunder, kun ligger 3,5 Fod over A_3 , saa har dette Strømelement et Fald af 1,5 Fod paa Længden 2,64 (Mill. Fod), og for dette Element af Polarstrømmen maae vi derefter sætte $\left(\frac{du}{d\lambda}\right) = 0,56$. Naar denne Værdi indsættes i foranstaaende Formel tilligemed $\sin\theta = 0,87$, saa findes $\sin(2\omega) = -0,55$, og deraf følger videre, at $\omega = 163^\circ$, som ligeledes synes at svare fuldkommen til hvad Erfaring har lært. — I Henhold til disse Bestemmelser har jeg aflagt Polarstrømmens Løb Sønden om Grønland paa Pl. I.

Efter saaledes at have paaviist Nødvendigheden af, at Polarstrømmen maa følge det angivne Løb, staaer det nu kun tilbage at paavise, hvorledes de forskjellige Elementer af den tilbagegaaende Green af Golfstrømmen, som følger Polarstrømmen mod Sydvest, maae bevæge sig, efter at Strømmen har passeret Cap Farvel ved Tværsnittet FE_2A_4 . For at vise dette, ville vi paany betragte de tidligere angivne 5 Belter, hvori vi have deelt denne Strøm, og til en foreløbig Oversigt, i Mangel af bedre Kundskab, tænke os Strømforholdene under Havvandets videre Løb over imod Labradorstrømmen saaledes, som Tilfældet vilde være, naar Vandspeilet havde et jevnt Fald, og Strømhastigheden saavel som Strømdybden var constant for hvert enkelt Strømelement.

Denne Antagelse er ganske vist ikke nøiagtig, men den har den Fordeel, at medens det paa den ene Side ikke kan betvivles, at vi med denne Forudsætning maae nærme os til Sandheden, saa falder det paa den anden Side derved temmelig let at bestemme Strømmens omtrentlige Løb. Som Middeltal ville vi altsaa sætte:

For 1ste Belte fra Polarstrømmen	$V=0,72'$,	$H=530'$,	$\frac{du}{d\lambda} = \frac{4,6-3,1}{3,0} = 0,5$	og $\sin\theta = 0,86$
- 2det — — —	$V=0,66'$,	$H=280'$,	$\frac{du}{d\lambda} = \frac{3,95-2,35}{3,2} = 0,5$	- $\sin\theta = 0,83$
- 3die — — —	$V=0,60'$,	$H=180'$,	$\frac{du}{d\lambda} = \frac{3,35-1,65}{3,4} = 0,5$	- $\sin\theta = 0,81$
- 4de — — —	$V=0,54'$,	$H=120'$,	$\frac{du}{d\lambda} = \frac{2,8-0,9}{3,8} = 0,5$	og $\sin\theta = 0,79$
- 5te — — —	$V=0,48'$,	$H=80'$,	$\frac{du}{d\lambda} = \frac{2,3-0,2}{4,2} = 0,5$	- $\sin\theta = 0,76$

og finde derefter, naar disse Værdier indsættes i Formlen (75), at

til 1ste Belte svarer $\sin(2\omega) = -0,35$, hvoraf $2\omega = 340^\circ$ og altsaa $\omega = 180^\circ - 10^\circ$

- 2det — — $\sin(2\omega) = -0,16$, — $2\omega = 350$ — — $\omega = 180^\circ - 5^\circ$

til 3die Belte svarer	$\sin(2\omega) = 0,00,$	$- 2\omega = 360$	$- \omega = 180^\circ$
- 4de — —	$\sin(2\omega) = +0,25,$	$- 2\omega = 374$	$- \omega = 180^\circ + 7^\circ$
- 5te — —	$\sin(2\omega) = 0,56,$	$- 2\omega = 394$	$- \omega = 180^\circ + 17^\circ.$

I Henhold til disse Bestemmelser vil man paa det medfølgende Kort over Atlanterhavet, Pl. I, finde angivet den omhandlede Strøms Løb fra Tværsnittet FE_2A_4 indtil Labradorstrømmen, og jeg skal her kun tilføie, at de Vandmasser, som saaledes sprede sig over det nordlige Atlanterhav og tilstrømme Polarstrømmen langs Kysten af Labrador, sandsynligviis tilstrømme denne fra Neden af, da Vandet i den tilbagevendende Green af Golfstrømmen er saltholdigere og derved mere vægtfuldt end Polarstrømmens Vand.

Efter saaledes at have fuldført denne Undersøgelse over Havstrømmene i det nordlige Atlanterhav og efter derved at have paaviist, hvorfra de forskjellige undersøgte Strømme, navnlig Golfstrømmen, den nordafrikanske Strøm, den varme Strøm Sønden om Island, Strømmen langs Norges Vestkyst og Polarstrømmene fra det nordlige Ishav have deres Oprindelse, samt hvorfor alle disse Strømme netop følge de Baner, som Erfaring har lært os at kjende, — antager jeg, at det vil være klart, at der i det *nordatlantiske Hav* findes tvende storartede Kredsløb, det ene i dette Havs sydlige Deel rundt om det saakaldte Sargassohav, og det andet i dets nordligste Deel, hvortil da Ishavet maa henregnes. Jeg antager fremdeles, at det næppe vil være undgaaet Opmærksomheden, at begge disse Kredsløb forene sig paa en høist mærkelig Maade til et dobbelt Kredsløb, der har Form af et umaadeligt stort 8-Tal og som nærmest kan betragtes som den store Pulsaare, hvorigjennem Havvandet i det nordatlantiske Hav fornyes paa alle Punkter, efter at det paa den sindrigste Maade er bleven saaledes blandet og forandret, at det stedse paany under normal Tilstand begynder sit Kredsløb paa ethvert Sted af Banen.

Som et ret interessant Resultat, der fortjener at bemærkes, skal jeg her til Slutning fremhæve, at det ved disse Undersøgelser synes at være sat udenfor al Tvivl, at Verdenshavets frie Vandspeil ingenlunde, som man hidtil sædvanligt har troet, overalt ligger i samme Høide, det vil sige, overalt er beliggende i den Høide, hvori Havfladen vilde indstille sig, hvis Havet havde samme Tæthed og var i Ligevægt paa ethvert Punkt; men jeg skal da tillige strax tilføie, at da den Høide, hvori Havfladen efter de anstillede Undersøgelser maa være beliggende over den Ligevægtsflade, som vilde svare til samme Tæthed af Vandet, kun beløber sig til nogle faa Fod, saa kan bemeldte Høideforskjel ved Havfladen dog i Almindelighed ganske holdes udenfor Betragtning, medens der vel kan forekomme Tilfælde, hvor den vilde kunne udøve en mærkelig Indflydelse.

Da Kjendsgjerningerne angaaende Havets Strømme desværre i det Hele ere høist ufuldkomne, uagtet der navnlig i det nordlige Atlanterhav baade er anvendt megen Flid og Tid foruden store Capitaler paa at tilveiebringe paalidelige Oplysninger desangaaende, og da jeg naturligviis ikke har havt andre eller flere Erfaringer at bygge paa end de, som ere

almindeligt bekendte, saa ligger det i Sagens Natur, at mange Enkeltheder i Virkeligheden kunne være væsentligt forskellige fra hvad jeg i det Foregaaende har angivet.

Imedens jeg derfor er forberedt paa, at slige Uovereensstemmelser ville vise sig, saa er jeg paa den anden Side ligesaa fuldt overbeviist om, at i store Træk ere Strømforholdene dog væsentligt saaledes, som jeg har søgt at fremstille dem; thi der viser sig paa alle Punkter en saadan Overeensstemmelse mellem hvad Erfaring har lært og hvad Beregningerne give, at det næsten kan betragtes som umuligt, at Theorien kan være væsentligt urigtig.

Men er Theorien rigtig, saa giver den os til Gjengjæld, saaledes som jeg har søgt at vise, ikke blot et Syn paa Strømforholdene og et Indblik i Strømbevægelserne, som idetmindste har overgaaet hvad jeg fra først af havde haabet at kunne naae; men den sætter os tillige i Stand til, i langt fuldere Maal end hidtil, at drage Nytte af Strømforholdene paa Havet, samtidigt med at den aabner os en vid Udsigt til fremtidig Løsning af mange Opgaver og Besvarelse af mange Spørgsmaal, vedkommende Havets og Luftens Strømninger, hvorom vi for Tiden kun vide meget lidt Besked.

Extrait d'un mémoire sur les lois des courants dans les conduites ordinaires et dans la mer

par M. A. Colding.

J'ai donné en 1863, dans la Société des Sciences, et, quelques mois plus tard, dans la réunion des naturalistes scandinaves à Stockholm, un court exposé de mes recherches sur le mouvement des corps fluides, recherches dont je m'étais occupé pendant plusieurs années, et dont les résultats m'avaient paru dignes d'être soumis à la Société.

Ce qui constitue le caractère de ce travail, c'est qu'il ne suppose pas, comme d'autres travaux antérieurs du même genre, que toutes les parties d'un courant soient animées de la même vitesse, car il doit précisément son origine à ma conviction que cette manière de voir ne peut conduire qu'exceptionnellement à des résultats exacts. Mes recherches sont basées sur les différents mouvements que prennent les filets liquides ou éléments de courant, et s'appuient sur cette vérité bien connue qu'un corps quelconque, et, par conséquent aussi, une partie quelconque d'un fluide, ne se meurent avec une vitesse constante que lorsque la force accélératrice est égale à la résistance.

Dans le cas d'un courant coulant en vertu de la pesanteur sur une surface plane qui oppose une résistance au mouvement de l'eau, il était facile de déterminer comment ce mouvement varie avec la profondeur lorsque la vitesse du courant est constante dans toutes ses parties, et, en poursuivant cet ordre d'idées, je fus conduit à la loi de la variation de la vitesse avec la profondeur, lorsque le courant se meut dans une conduite cylindrique à section circulaire complètement remplie par le liquide. Ces recherches empruntent un plus grand intérêt à la circonstance que les lois auxquelles je suis ainsi arrivé par des considérations théoriques, sont confirmées par les expériences qui, dans ces derniers temps, ont été exécutées en France par le capitaine Boileau et l'inspecteur général Darcy. Ces lois du mouvement de l'eau peuvent s'exprimer par la formule:

$$(V-v)^2 = K_0^2 \frac{h}{l} x^3;$$

dans laquelle V est la vitesse des éléments de courant dont le mouvement est le plus rapide; v , la vitesse à la profondeur x ; $\frac{h}{l}$, la pente de l'eau par pied courant, et K_0^2 une grandeur qui dépend seulement de la nature et des dimensions de la conduite, de la profondeur du courant, etc. La théorie montre en outre que les lois du mouvement de l'eau sur une surface plane sont renfermées dans la loi générale du mouvement de l'eau sur une surface cylindrique, lorsqu'on suppose le rayon du cylindre égal à l'infini.

Darcy, qui a établi expérimentalement la formule donnée plus haut pour les conduites cylindriques, avait en même temps cherché à déterminer K_0^2 au moyen de quelques expériences faites avec 4 espèces différentes de tuyaux, et avait trouvé que K_0^2 était inversement proportionnel au carré du rayon de la conduite. Il en résultait, d'après la théorie, que, pour les conduites planes, K_0^2 devait également être en raison inverse du carré de la profondeur du courant. Mais deux séries d'expériences exécutées par Boileau avec des conduites planes faisaient au contraire supposer que K_0^2 était inversement proportionnel simplement à la profondeur du courant. Il y avait donc désaccord entre les résultats des deux expérimentateurs, et il s'agissait de savoir laquelle de ces deux hypothèses était la bonne. Plusieurs circonstances me donnant lieu de croire que celle de Darcy ne pouvait être exacte, je pris pour point de départ les expériences de Boileau, et considérai K_0^2 comme inversement proportionnel à la profondeur du courant, ce que je fis avec d'autant moins de scrupule que cette hypothèse s'accordait avec les expériences de Darcy presque aussi bien que la sienne propre. Je poursuivis alors mes recherches sur cette base, et, après beaucoup de difficultés, arrivai à divers résultats qui en somme étaient si bien d'accord avec l'expérience, que je ne songeai pas à la possibilité que l'hypothèse de Boileau pût être inexacte. Ce fut seulement plus tard, lorsque j'abordai l'étude des courants marins, qu'il s'éleva sans cesse de nouvelles difficultés que je cherchai bien d'abord à vaincre, mais qui devinrent de jour en jour plus insurmontables, jusqu'à ce qu'enfin il n'y eut plus à douter de l'inexactitude de mes calculs, puisqu'ils conduisaient à des résultats qui étaient en contradiction manifeste avec les faits.

La théorie devait donc être inexacte; toutefois, comme je ne pouvais croire qu'elle fût complètement à rejeter, puisque, dans un si grand nombre de circonstances, elle s'était montrée d'accord avec l'expérience, j'essayai par divers moyens de découvrir l'erreur que je devais avoir commise. Mais toutes mes tentatives restèrent sans résultat, et j'étais sur le point de renoncer à résoudre le problème auquel j'avais déjà consacré tant de temps, lorsque l'idée m'étant venue d'examiner ce qui adviendrait si je rejetais la détermination de K_0^2 par Boileau et adoptais l'hypothèse de Darcy — bien qu'elle me parût encore être une impossibilité — je reconnus avec autant de joie que de surprise qu'elle faisait disparaître non seulement toutes les grandes difficultés que j'avais rencontrées jusqu'alors, mais aussi toutes les contradictions qui s'étaient présentées à moi comme une suite inévitable de cette hypothèse, et, à partir de ce moment, les résultats du calcul se sont partout montrés être dans le plus parfait accord avec ce qui se passe dans la nature.

La circonstance que les expériences de Darcy sont presque aussi bien satisfaites, soit qu'on suppose $\frac{1}{K_0^2}$ proportionnel à la 1^{re} ou à la 2^{de} puissance de la profondeur du

courant, me fit penser qu'on s'approcherait davantage de la réalité en exprimant cette grandeur par un binôme du 1^{er} et du 2^d degré, et c'est ce qui a été complètement confirmé par les faits. En déterminant les constantes du binôme d'après les résultats des expériences de Darcy, on trouve que la loi du mouvement de l'eau, dans des tuyaux cylindriques d'un rayon R , avec un coefficient de résistance m , et une vitesse v_0 à la surface de la conduite, peut être représentée par la formule

$$V - v = 6,8\sqrt{m} \cdot v_0 \cdot \left(\frac{x}{R}\right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{117,7 \cdot R}{62,5 + 117,7 \cdot R}},$$

V étant la vitesse suivant l'axe, à laquelle répond $x = 0$. Cette formule s'applique également au mouvement de l'eau dans les conduites planes en y désignant par R la profondeur du courant; seulement le coefficient devient alors $\frac{6,8}{\sqrt{2}} = 4,8$ au lieu de 6,8.

Cette formule montre entre autres que le rapport $\left(\frac{v}{V}\right)$, qui répond à un point quelconque d'une conduite donnée entièrement remplie par le courant, est indépendant de la vitesse du courant, fait que les expériences de Darcy confirment d'une manière remarquable. Ce rapport nous fournit ensuite les moyens de déterminer la valeur du coefficient de résistance m pour les différentes espèces de tuyaux qui ont été employés par Darcy, et on trouve ainsi que pour

les vieux tuyaux	$m = 0,0120$ à $0,0080$
les tuyaux neufs	$m = 0,0050$ à $0,0033$
les tuyaux neufs et vernissés	$m = 0,0033$ à $0,0025$

valeurs qui sont tout-à-fait indépendantes du diamètre de la conduite.

Pour les conduites planes en bois, on trouve, d'après les expériences de Boileau, que $m = 0,0160$ à $0,0090$, tandis que la résistance de l'air, suivant le même auteur, correspond à $m = 0,0003$ à $0,0002$.

L'inspecteur général Darcy est malheureusement mort depuis; mais les recherches qu'il avait commencées sur les courants ont été continuées par l'ingénieur français Bazin, qui en 1865 a publié un grand ouvrage sur les résultats d'un nombre considérable d'expériences exécutées avec des conduites d'espèces très diverses.

Quelque intéressantes d'ailleurs que puissent être ces recherches, on n'y trouve cependant ni le coup d'œil ni la grandeur de conception qui distinguent les travaux de Darcy. Parmi les expériences qui présentent le plus d'intérêt, il y en a quelques unes commencées par Darcy et que Bazin a terminées; telles sont les recherches relatives au mouvement de l'eau dans des conduites rectangulaires, où on a déterminé la vitesse en 45 points symétriquement répartis. Il en résulte que, pour ces conduites, comme pour les conduites circulaires, le rapport $\left(\frac{v}{V}\right)$ est indépendant de la vitesse absolue du courant; et si l'on compare les résultats des expériences sur le mouvement de l'eau dans les conduites planes avec ceux que donnent les formules théoriques, on trouvera que ces derniers s'accordent si complètement avec les expériences, que la différence entre les

vitesse calculées et observées, en chacun des 45 points mentionnés ci-dessus, tombe en deçà de la limite des erreurs d'observation. Cet accord est surtout remarquable pour la conduite dont Darcy se servit en 1857 pour exécuter ses recherches. En 1859, Bazin entreprit de semblables avec une conduite rectangulaire plus petite; mais il n'a pas fait un aussi grand nombre d'expériences, et ses erreurs d'observation sont plus grandes que celles de Darcy. En déterminant les coefficients de résistance de ces conduites, on trouve que pour celles de Darcy $m = 0,0104$, tandis qu'il s'élève à 0,0180 pour celles de Bazin.

Bazin a exécuté une quantité considérable d'expériences sur le mouvement de l'eau dans des conduites ouvertes, et croit d'après cela devoir admettre que les lois de ce mouvement diffèrent essentiellement de celles qui se rapportent aux conduites entièrement remplies; mais il est certainement dans l'erreur.

On possède les résultats d'un grand nombre d'anciennes mesures de courants que Bruning, vers la fin du siècle dernier, a entreprises dans différents fleuves, savoir le Rhin, le Waal etc. Elles ont été exécutées avec beaucoup de soin, mais, comme il est facile de le prévoir, elles sont pourtant très défectueuses. Elles méritent néanmoins d'attirer l'attention, en partie parce que, pour chaque section du courant, la vitesse a été déterminée de demi pied en demi pied, depuis la surface jusqu'au fond, sur une série de perpendiculaires — les imperfections que présente la mesure de la vitesse perdent par là beaucoup de leur importance — en partie surtout parce que les courants examinés par Bruning avaient une profondeur qui atteignait jusqu'à 23 pieds. En appliquant la théorie à ces courants, et notamment en déterminant les constantes des formules à l'aide des mesures de Bruning, on trouve que les vitesses calculées et observées sont à toutes les profondeurs aussi concordantes qu'on puisse le désirer, et cet accord fournit ainsi une nouvelle preuve de l'exactitude de la théorie. Le coefficient de résistance m , calculé d'après les mesures de Bruning, varie entre 0,0250 et 0,0080, soit en moyenne 0,0160; et comme la résistance au fond de ces courants doit sans doute se rapprocher de celle que rencontre un courant marin en coulant sur une masse d'eau placée au-dessous, et qui ne participe pas au mouvement, j'ai lieu de croire que la valeur limite $m = 0,025$ correspond assez exactement à la résistance que subissent les courants coulant librement dans la mer.

Après m'être ainsi assuré que la théorie qui précède s'accorde avec l'expérience partout où celle-ci existe, j'ai cherché à déterminer les lois du mouvement de l'eau dans des courants à vitesse variable. En considérant le cas le plus simple de ce genre, savoir celui où la conduite est une surface plane — j'ai déjà auparavant traité ce cas par l'ancienne théorie — on trouve que les lois des courants, d'après la nouvelle théorie, sont complètement d'accord avec les faits observés dans la nature, et par conséquent cette théorie peut être regardée comme donnant l'explication de tous les courants permanents.

Après avoir montré que cette théorie du mouvement des corps fluides rend fidèlement compte de tous les phénomènes, je donnerai maintenant, en m'appuyant sur elle, un aperçu de mes recherches récentes sur les courants marins.

Les courants que nous avons surtout à considérer ici sont ceux de l'Atlantique du nord, spécialement le Gulf-stream et les courants polaires.

Le Gulf-stream sort comme on sait du golfe du Mexique, mais on en peut suivre le cours à travers la mer des Caraïbes, où il arrive de l'Atlantique en passant entre les Antilles, et coule ensuite au N. O. avec une vitesse de $\frac{1}{4}$ de mille à l'heure jusqu'à son entrée dans le golfe du Mexique. De ce golfe, le Gulf-stream se dirige à l'Est vers les îles Bahama en longeant la côte nord de Cuba; mais, après avoir doublé la Floride, il s'infléchit vers le Nord, et passe entre les îles Bahama et la Floride, dans le canal qui sépare le cap Floride de l'île de Bemini, où le courant a une vitesse de 1 mille à l'heure, une largeur de 8 milles et une profondeur de 250 brasses. Du canal de Bemini le Gulf-stream monte droit vers le Nord avec une vitesse qui décroît graduellement de 6 pieds $\frac{2}{3}$ à Bemini jusqu'à 4 p. à St. Augustine, et parcourt entre ces deux points près de 70 milles, pendant lesquels sa largeur augmente depuis 8 milles jusqu'à 11 $\frac{3}{4}$. De St. Augustine à la baie de New-York, le Gulf-stream court au N. E. parallèlement à la terre en longeant un courant froid qui coule du Nord au Sud entre le Gulf-stream et la côte américaine. Dans ce trajet, il va toujours en s'élargissant, depuis 11 milles $\frac{3}{4}$ à St. Augustine jusqu'à 31 $\frac{3}{4}$ à New York, pendant que sa vitesse décroît en même temps de 4 pieds à 2 $\frac{1}{2}$ par seconde. La profondeur de la mer, sur le passage du courant, est de plusieurs centaines de brasses, et la distance entre St. Augustine et New-York est de 180 milles. A partir de la baie de New-York, le Gulf-stream prend une direction E. N. E. au sud de Terre-Neuve, et longe le courant d'eau froide qui descend au S. O. jusqu'à New-York, en suivant la côte orientale de Terre-Neuve. Lorsque le Gulf-stream, après un trajet de 200 milles, est arrivé au sud de Terre-Neuve, sa largeur a atteint 80 milles environ, tandis que sa vitesse n'est que de 2 pieds par seconde; mais le courant marche encore 300 milles dans la même direction, c'est-à-dire vers l'Europe, avec une vitesse qui diminue de 2 pieds à 0,6 p. et une largeur croissante depuis 80 jusqu'à 200 milles. Après avoir franchi 750 milles depuis Bemini, le Gulf-stream se partage en deux branches, l'une méridionale qui descend vers la côte africaine avec une vitesse de 0,6 pieds par seconde, et l'autre septentrionale qui monte vers l'Islande en suivant les côtes des Îles-Britanniques, et parcourt environ 200 milles avec une vitesse qui décroît de 0,6 à 0,3 pieds par seconde, tandis que la largeur du courant croît de 100 milles à 150. Lorsque le Gulf-stream a atteint les parages de l'Islande, il s'en détache un bras qui longe la côte méridionale de cette île, pour se diriger ensuite au N. O. vers le courant polaire de la côte orientale du Grønland, qu'il semble suivre en partie dans sa marche vers le Sud. Quant au bras principal, il s'infléchit à l'Est après avoir dépassé l'extrémité nord de l'Ecosse, et court ensuite au N. E. le long de la côte occidentale de la Norvège, jusqu'à ce qu'il débouche dans la mer Glaciale.

Relativement au courant polaire, on peut observer ce qui suit: de la région de la mer Glaciale la plus septentrionale que nous connaissons, des parages du Spitzberg vers le 80° degré de Lat. N., descend au S. O. un grand courant polaire rempli de glaces flottantes. Il arrive sur la côte orientale du Grønland par 70° de Lat. N., et continue de

la suivre jusqu'au cap Farvel. Sa largeur est de 40 milles environ, et sa vitesse de $\frac{3}{4}$ de pied par seconde. Après avoir passé le cap Farvel, il se redresse le long de la côte occidentale du Grønland, et la suit jusqu'à une certaine hauteur dans le détroit de Davis; mais arrivé à quelques degrés plus au Nord que la pointe méridionale du Grønland, il s'infléchit au S. O. vers la côte du Labrador, qu'il longe ensuite en descendant au S. E. grossi du courant polaire qui vient de la baie de Baffin. En quittant le Labrador, où sa vitesse est de $\frac{5}{8}$ de pied par seconde et sa largeur de 50 milles, le courant polaire se dirige vers le Gulf-stream en contournant la côte Est de Terre-Neuve, et, après avoir doublé le cap Race, envoie une branche au S. O. entre le Gulf-stream et la côte américaine, branche qu'on peut suivre jusqu'à la Floride. Quant à la partie du courant polaire qui ne prend pas cette route, on admet généralement qu'elle coule au-dessous du Gulf-stream à l'Est de Terre-Neuve, et qu'elle se dirige ensuite au S. E. vers la côte africaine, où les eaux de la mer ont une température relativement basse.

Pour expliquer les causes de ces immenses courants marins à l'aide des lois du mouvement de l'eau dans les conduites ordinaires, il faut d'abord connaître les forces qui produisent et entretiennent le mouvement de ces courants. Le capitaine Maury, qui s'est occupé spécialement de cette question, a émis l'opinion que les courants marins sont dus aux différences que les changements de température et de salure apportent dans le poids spécifique de l'eau de la mer. Pour faire comprendre plus facilement sa théorie, Maury imagine un globe comme la terre recouvert sur toute sa surface d'une mer de 200 brasses de profondeur dont l'eau a partout la même densité, et, comme il suppose en même temps que les circonstances extérieures sont les mêmes pour tous les points, et qu'il n'y a ni évaporation ni précipitation, il ne peut y avoir sur ce globe ni vents ni courants. Puis il se représente l'eau comprise entre les tropiques subitement transformée en huile sur une profondeur de 100 brasses; à partir de ce moment, l'équilibre est rompu, et il en résulte un système général de courants et de contre-courants, car l'huile, qui est plus légère que l'eau, doit se précipiter vers les pôles en restant à la surface, tandis que l'eau de ces régions se dirige vers l'équateur en formant un courant sous-marin. A mesure que l'huile arrive dans la mer polaire, elle est supposée se transformer en eau qui retourne à l'équateur, où elle se change de nouveau en huile, qui remonte à la surface et se rend vers les pôles, etc. Si maintenant ce globe, de même que la terre, tourne autour de son axe une fois en 24 heures de l'Ouest à l'Est, chaque molécule d'huile, suivant Maury, marchera vers le pôle en décrivant une spirale avec une vitesse vers l'Est toujours plus grande, et, en arrivant au pôle, elle tournera avec la même vitesse dont la terre est animée à l'équateur, savoir 225 milles à l'heure. Mais lorsque l'huile se changera en eau, dit-il, elle retournera vers l'équateur en décrivant une spirale dirigée vers l'Ouest. Si la mer en question était limitée par des terres, comme à la surface terrestre, l'uniformité des courants serait rompue par les diverses circonstances locales, et, dans quelques endroits, il s'en formerait qui dépasseraient les autres en grandeur et en vitesse, mais il y aurait toujours un système de courants équatoriaux et polaires. Ne peut-on pas admettre, demande alors Maury, que les eaux froides venant du Nord et les eaux chaudes sortant du golfe du Mexique, que la chaleur des tropiques a rendues plus légères, se comportent entr'elles comme l'eau et l'huile dans l'exemple qui précède? On considérerait autrefois le Gulf-stream comme une

branche du Mississippi; mais cette opinion dut être abandonnée lorsqu'on eut constaté que le volume du Gulf-stream est plus de mille fois plus grand que celui du fleuve, et que l'eau en est salée, tandis que celle du Mississippi est douce. On adopta alors généralement l'idée émise par Benjamin Franklin, que ce sont les vents alizés qui poussent les eaux devant eux dans la mer des Caraïbes, d'où elles sortent plus tard en formant le Gulf-stream. Maury n'accepte cependant pas cette explication; il reconnaît que les alizés peuvent contribuer à la vitesse du Gulf-stream dans le détroit de la Floride; mais il prétend qu'il est impossible que les vents mettent le Gulf-stream en état de traverser toute l'Atlantique comme un courant bien distinct, et il termine ses objections contre la théorie de Franklin en remarquant qu'aussi sûrement qu'un fleuve ne coule dans son lit que s'il est sollicité par la pesanteur, de même le cours du Gulf-stream au milieu de l'océan exige une force accélératrice continue; en effet, si la pesanteur n'existait pas, les eaux du Mississippi ne quitteraient pas la source de ce fleuve, et, faute d'une différence de poids spécifique, celles du Gulf-stream resteraient toujours dans les parages tropicaux de l'Atlantique. Mais comme Maury conteste l'exactitude de l'assertion émise par Franklin, à savoir que la surface de la mer est plus élevée dans le golfe du Mexique, et que l'eau y tend, en vertu de son poids, à se précipiter vers le Nord, l'expérience montrant que le long du bord occidental du Gulf-stream circule un courant d'eaux froides qui descend au Sud jusqu'au détroit de la Floride, il ne peut non plus maintenir sa première opinion au sujet de la cause qui produit le Gulf-stream, mais est forcé de partir de l'hypothèse que l'eau du Gulf-stream, à cause de son plus grand degré de salure, a un poids spécifique plus considérable que l'eau des mers polaires, où elle afflue en vertu de sa plus grande densité, en déterminant un courant en sens contraire des eaux plus légères de ces régions. Mais du moment que Maury supposait que les courants marins prennent naissance à la fois parce que l'eau des tropiques est plus légère, et celle du Gulf-stream plus lourde que l'eau des mers polaires, son point de vue devenait incertain et difficile à soutenir, et il réussit d'autant moins à mettre la question des courants dans son vrai jour, qu'on manquait alors de moyens pour déterminer le poids spécifique de l'eau de la mer, parce qu'on n'en connaissait pas la salure dans les différentes mers.

Forchhammer a comblé cette lacune par ses recherches sur l'eau de la mer; car nous pouvons maintenant, à l'aide de ses résultats et des températures, indiquer assez exactement le poids spécifique de l'eau de la mer dans les principales mers du globe. En effectuant les calculs, on trouve, conformément à la première idée de Maury, que la densité de l'eau de la mer est minimum à l'équateur, et croît d'une manière assez régulière à mesure qu'on s'avance vers le Nord et vers le Sud. L'eau de l'Atlantique, vers 60° de Lat. N., au sud et au sud-est du Grønland, paraît avoir la densité la plus grande; en prenant cette densité pour unité, on trouve que les poids spécifiques de l'eau de la mer peuvent en moyenne être représentés par les nombres suivants:

Hémisphère nord.		Hémisphère sud.	
Entre 60°—70° de Lat., dans le détroit		—	inconnu —
de Davis	0,9980		
Par 60° Lat. de dans l'Atlantique . .	1,0000	—	id. —
Entre 50°—60° de Lat. id.	0,9994	Dans le courant d'eaux froides du cap	
		Horn	
		0,9990	
— 40°—50° id. id.	0,9985	Dans l'Atlantique	
— 23°—40° id. id.	0,9972	0,9984	
— 0°—23° id. id.	0,9956	id.	
		0,9970	
		id.	
		0,9966	

dont les premiers, ceux de l'hémisphère Nord, méritent le plus de confiance, parce que les observations y ont été plus nombreuses.

On voit par ce tableau que la densité de l'eau de la mer croît de la même manière avec la latitude soit qu'on se dirige vers le Nord ou vers le Sud. Mais Forchhammer a aussi déterminé la salure de l'eau de la mer à diverses profondeurs, et trouvé qu'elle décroît en très petite proportion à mesure que la profondeur augmente. Si l'on part de ce fait, en tenant compte en même temps de la diminution de la température avec la profondeur, on arrive à ce résultat qu'à 500 brasses au-dessous de la surface, la densité de l'eau de la mer peut, à très peu de chose près, être égalée à 1 pour tous les points du globe. Mais si la densité de l'eau de la mer à 3000 pieds de profondeur est partout égale à 1, et qu'à la surface elle diminue en approchant de l'équateur, il est évident que la masse d'eau placée au-dessous ne peut être en équilibre que si la surface de la mer est plus élevée entre les tropiques que sous les pôles, et si nous prenons les densités moyennes qui précèdent, à la surface et au fond de cette masse liquide, nous trouvons que les hauteurs de la surface de la mer au-dessus du niveau correspondant à la densité de 1; doivent être environ les suivantes :

Hauteurs entre l'Equateur et les Tropiques	= 6,6 Pieds
id. les Tropiques et 40° de Lat.	= 4,2 —
id. 40° et 50°	id. = 2,2 —
id. 50° et 60°	id. = 0,9 —
id. à 60°	id. = 0,0 —
id. entre 60° et 70°	id. = 3,0 —

Mais une pareille différence de niveau exige nécessairement la formation d'un double courant de surface allant de l'équateur aux deux pôles, et cela ne peut avoir lieu sans que la hauteur de l'eau diminue sous les tropiques, à moins qu'il n'y ait un afflux équivalent dans les mers tropicales. Mais si le niveau de l'eau s'abaisse sous les tropiques, l'équilibre est rompu dans les couches inférieures, et il doit par conséquent y avoir un courant sous-marin qui descend du Nord et du Sud vers l'équateur. Qu'il existe réellement un faible courant dans cette direction, c'est ce qui résulte de la circonstance que la température de la mer décroît avec la profondeur.

En supposant qu'il n'y eût pas d'autres forces en jeu, la différence de niveau mentionnée plus haut devrait donc, comme Maury l'admettait d'abord, donner lieu à un courant

de surface de l'équateur aux pôles, et à un courant sous-marin des pôles à l'équateur. Mais ces courants sont profondément modifiés par suite de l'intervention d'autres forces. L'alizé du Nord-Est réagit contre ce courant équatorial de l'hémisphère nord en exerçant sur la surface de la mer une pression oblique dont l'effet est plus grand que celui de la différence de niveau; il en résulte, à partir du 30° degré de latitude, une crue de l'eau contre les masses liquides que l'alizé du Sud-Est tend à amener de l'Atlantique sud, et l'alizé du Nord-Est force en même temps les eaux de la surface à se diriger au S. O. vers la mer des Caraïbes, comme le supposait Franklin. Dans cette mer et dans le golfe du Mexique, où l'alizé n'est pas dominant, l'eau continue sa route au Nord par le détroit de la Floride, et donne ainsi naissance au Gulf-stream. Mais pour faire avancer le Gulf-stream du golfe du Mexique et du détroit de la Floride jusqu'au 30° degré de Lat. N., il faut une différence de niveau qui peut être calculée à l'aide des formules générales du mouvement de l'eau dans les courants, et on trouve ainsi que le niveau de l'eau dans le golfe du Mexique doit être de 6 pieds plus élevé qu'à St. Augustine. Si l'on observe ensuite que, d'après la densité de l'eau à St. Augustine, le niveau de la mer doit s'y trouver à environ 3 pieds $\frac{1}{2}$ au-dessus du point marqué zéro qui correspond à la densité moyenne de 1, il en résulte que le niveau du golfe du Mexique est environ à 9 $\frac{1}{2}$ pieds au-dessus de ce point, et que l'alizé fait remonter l'eau de près de 3 pieds dans le golfe du Mexique.

Après que cet immense courant, dont le débit, dans le détroit de Bemini, est de 1600 millions de pieds cubes par seconde, a passé St. Augustine, il poursuit sa route au N. E., ainsi qu'il a été dit plus haut. Pour faire ce long trajet, le Gulf-stream dispose tout au plus d'une pente de 3 pieds $\frac{1}{2}$; mais il est facile de se convaincre que la force qui en résulte est tout-à-fait insuffisante pour exécuter le travail que ce mouvement exige, et il s'ensuit évidemment que le Gulf-stream doit, pendant tout ce parcours, être soumis à l'action d'une autre force à laquelle on n'a pas fait attention jusqu'ici. Mais quelle est cette force qui a passé ainsi inaperçue? Chose assez singulière, c'est une vieille connaissance, dont on n'a seulement pas suffisamment compris le rôle, bien que ce soit Kepler qui en ait le premier signalé l'importance. En effet la force qui pousse le Gulf-stream vers le Nord est simplement celle qui résulte de la rotation de la terre, et ce n'est pas seulement sur le Gulf-stream qu'elle agit; elle est, comme nous le verrons, la cause principale de tous les courants de l'atmosphère et des mers. Que la rotation diurne de la terre doive exercer une influence sur tous les courants qui vont de l'équateur aux pôles et vice versa, et que la direction des vents alizés soit due à la même cause, ce sont là des faits bien connus. Mais bien qu'on soit d'accord que la rotation exerce une action sur les courants marins, les opinions cependant ont été très partagées jusqu'ici sur l'importance de cette action, les uns prétendant que la rotation de la terre est la cause principale des directions Nord-Est et Sud-Ouest que suivent respectivement le Gulf-stream et les courants polaires, tandis que les autres soutiennent qu'elle ne peut apporter aucun changement notable dans les routes que parcourent les courants marins, routes qu'ils continueraient à suivre même si elle n'existait pas. Mais tandis qu'on discute ainsi sur cette question, tout le monde s'accorde à reconnaître que nous ne savons que fort peu de chose, et, en tout cas, rien de certain, des lois qui régissent les mouvements de la mer et de l'atmosphère; car nous ignorons pour le moment si les molécules d'eau ou d'air se

meuvent sans résistance, ou si elles en rencontrent une et subissent l'action de certaines forces, et nous savons encore moins quelle est l'origine de ces forces, leur grandeur etc. Cette ignorance au sujet de l'action que la rotation de la terre exerce sur les courants, est due évidemment aux connaissances incomplètes qu'on avait des lois du mouvement des fluides dans les courants; car si l'on avait pu établir qu'une pareille force devait être en jeu, on en aurait sans doute bientôt déterminé la véritable expression. La chose est en effet bien simple; si nous supposons qu'un élément de courant coule de l'équateur dans la direction du méridien dans un canal limité, cet élément tournera comme la terre avec une vitesse de l'Ouest à l'Est $= \frac{2\pi R}{86400} \cos \theta$, θ désignant la latitude et R le rayon terrestre.

Après un temps dt , pendant lequel l'élément en question arrivera à la latitude $\theta + d\theta$, il se comportera à l'égard des parois du canal comme s'il était soumis à une force qui, dans le temps dt , lui communiquerait un accroissement de vitesse $\frac{2\pi R}{86400} \sin \theta \cdot d\theta$ de l'Ouest à l'Est, l'élément étant supposé parfaitement libre. La force qui résulte de la rotation de la terre peut donc être représentée par

$$\psi = \frac{2\pi R}{86400} \sin \theta \left(\frac{d\theta}{dt} \right) = \frac{2\pi}{86400} \sin \theta \cdot v$$

v étant la vitesse dans le canal considéré. Mais le mouvement n'étant pas libre, puisque l'élément matériel que nous considérons est forcé de se mouvoir dans un canal du Sud au Nord, il exercera par unité de masse contre les parois du canal une pression ψ dirigée de l'Ouest à l'Est. Si cet élément, comme nous l'avons supposé, fait partie d'un courant assujéti à circuler dans un canal, il est évident que la surface de l'eau y remontera de gauche à droite, et si nous désignons la hauteur où elle remonte par h , pour une largeur du canal $= l$, nous aurons :

$$g \frac{h}{l} = \frac{\sin \theta \cdot v}{13750}$$

La trajectoire étant la même, il est clair que la surface du courant doit présenter la même pente, qu'il se meuve dans un canal ou coule librement au milieu de la mer. Mais il n'est pas moins évident que, quelle que soit la situation de cette trajectoire à la surface du globe, l'élément qui au temps t se trouve à la latitude θ , et, après le temps infiniment petit dt , arrive à la latitude $\theta + d\theta$, doit, sous l'influence de la rotation de la terre, se mouvoir de la même manière que si la terre étant immobile, il était poussé de l'Ouest à l'Est par une force

$$\psi = \frac{2\pi R}{86400} \sin \theta \frac{d\theta}{dt} = \frac{\sin \theta \cdot \sin \omega \cdot v}{13750},$$

où v désigne encore la vitesse de l'élément considéré et ω l'angle que fait la direction de la trajectoire parcourue avec la partie orientale du cercle de latitude. Mais nous pourrions par suite faire abstraction de la rotation de la terre, et considérer celle-ci comme immobile, si, aux autres forces qui agissent sur l'eau, nous ajoutons la force ψ agissant

de l'Ouest à l'Est. Si l'on décompose cette force en deux autres rectangulaires, dont l'une dirigée suivant le courant, et qu'on suppose que ce dernier ait dans le sens de son cours, une pente $\frac{du}{d\lambda}$, on trouve que sa surface doit présenter de gauche à droite, et perpendiculairement à la direction du courant, une élévation $\frac{h}{l}$ dont la valeur est donnée par l'équation

$$g \frac{h}{l} = \frac{\sin \theta \sin^2 \omega \cdot v}{13750} \dots \dots \dots (A)$$

et que la masse liquide est poussée en avant par une force

$$\left[\frac{\sin \theta \sin \omega \cos \omega \cdot v}{13750} + \frac{du}{d\lambda} g \right]$$

qui, suivant ma théorie, conduit à l'équation suivante du mouvement du courant:

$$u = \frac{V^2 - V_0^2}{2g} + \frac{0,016}{3} \frac{V^2 + V \cdot V_0 + V_0^2}{2g} \frac{\lambda}{H} + \frac{\sin \theta \sin \omega \cos \omega}{13750} \cdot \frac{V + V_0}{2g} \lambda \dots (B)$$

où u est la pente du courant sur la longueur λ , H sa profondeur, V_0 sa vitesse initiale et V sa vitesse finale après avoir parcouru le chemin λ . Enfin si, d'après la théorie, on pose pour le débit du courant par seconde

$$Q = 0,82 V \cdot H \cdot l \dots \dots \dots (C)$$

on aura les formules fondamentales qui donnent les lois de la marche des courants marins sur toute la surface du globe, l'angle θ , qui est positif dans l'hémisphère boréal et négatif dans l'hémisphère austral, ayant ses valeurs comprises entre 0 et 90°, tandis que l'angle ω , suivant la direction du mouvement, peut se trouver dans le 1^{er}, 2^e, 3^e ou 4^e quadrant.

Il résulte de ces trois formules que tous les courants de l'hémisphère nord, quelle que soit leur direction, ont une surface qui va en remontant de gauche à droite, et que la force résultant de la rotation de la terre en accélère ou en retarde la marche, suivant qu'ils se meuvent dans le 1^{er} et le 3^e, ou dans le 2^e et le 4^e quadrant, d'où il suit qu'un mouvement dans un de ces derniers quadrants n'est possible que lorsque le courant dispose d'une pente suffisante ou d'une force équivalente due, par exemple, à l'action du vent, au poids spécifique de l'eau de mer, etc. Lorsque le courant suit le méridien, l'inclinaison de sa surface, perpendiculairement à sa direction, est un maximum, mais la rotation est du reste sans influence sur son cours. Lorsque le courant coule perpendiculairement au méridien, la pente $\frac{h}{l} = 0$, et la rotation est en somme sans influence sur son cours.

Si nous considérons maintenant le cours du Gulf-stream depuis sa sortie du golfe du Mexique, nous voyons que, dans son trajet de Bemini à St. Augustine par le détroit de la Floride, où il se dirige droit au Nord, le courant n'est sollicité que par une différence de niveau qui, ainsi qu'il a été dit plus haut, peut, pour cette étendue, être évaluée à 6

pieds. Dans ce parcours, le courant présente de l'Ouest à l'Est une élévation dont la valeur totale est de 1,3 pied environ.

De St. Augustine à la baie de New-York, le Gulf-stream se dirige vers le N. O.; dans tout ce parcours, il est entraîné par la rotation de la terre avec une force correspondant à une pente de 9 à 10 pieds, et remonte, de gauche à droite, de 1,2 pied.

De la baie de New-York, le Gulf-stream court à l'Est vers les côtes d'Europe, et, dans tout ce trajet, obéit à l'impulsion de la force de rotation, qui le relève de gauche à droite d'une hauteur totale de 1 pied environ. Arrivé en vue de l'Europe, le courant se divise en deux branches à peu près égales dont l'une, sous l'influence de la pesanteur diminuée de l'action de la rotation terrestre, court au S. E. vers la côte d'Afrique avec une élévation de gauche à droite, tandis que l'autre est forcée de longer les côtes de la Grande-Bretagne en suivant une direction plus septentrionale à cause de la résistance que les terres lui opposent, et subit l'action de la force de rotation qui la fait avancer vers le Nord en la relevant de gauche à droite de $1\frac{1}{2}$ pied vers la terre. Si l'on cherche à évaluer l'influence que la rotation terrestre exerce sur le Gulf-stream depuis St. Augustine jusqu'au 60° degré de Lat. N., on trouve que cette force est à peu près la même que celle qui agirait sur le courant, si, entre ces deux points, dont la distance est de 950 milles environ, l'Atlantique présentait une différence de niveau de 25 pieds. Lorsque le Gulf-stream a dépassé l'extrémité nord de l'Ecosse, la résistance qui l'obligeait de prendre une direction plus septentrionale disparaît, et, à partir de ce moment, le courant principal incline plus à l'Est vers les côtes de la Norvège, qu'il longe ensuite au N. E. en remontant vers la terre à cause de la rotation. Une autre branche du Gulf-stream est arrêtée par l'Islande dans sa marche vers le Nord, et se dirige au N. O., en luttant contre la rotation terrestre qui la relève vers la côte sud et sud-ouest de l'Islande; elle doit par conséquent présenter une pente vers le N. O. jusqu'au courant polaire.

Si nous considérons maintenant les courants polaires, et notamment celui qui du Spitzberg descend au S. O. le long de la côte grönlandaise jusqu'au cap Farvel, nous voyons que ce courant reçoit l'impulsion de la force de rotation, et remonte de 1 pied environ vers la côte orientale du Grønland, effet qui cesse toutefois dès qu'il a dépassé la pointe méridionale de ce pays. Aussitôt que la résistance qui forçait le courant à suivre la côte en marchant au S. O. disparaît, il ne peut plus continuer la même route, et se dirige à l'Ouest vers le Labrador, en partie par suite de la rotation terrestre, en partie parce que le niveau en est alors plus élevé que celui des eaux du détroit de Davis. Après s'être avancé un peu dans le détroit, le courant polaire rencontre les courants venant du Nord par la baie de Baffin, et se joint à eux pour descendre au S. E. le long de la côte du Labrador, vers laquelle il se relève en vertu de la rotation de la terre. Durant ce trajet, et jusqu'à son arrivée dans les parages de Terre-Neuve, il est refoulé par la force de rotation, et doit par conséquent présenter une pente tout le long du détroit de Davis et de la côte orientale de Terre-Neuve jusqu'au Gulf-stream. Pendant qu'il descend au Sud en longeant cette côte, le courant polaire est relevé vers la terre par la rotation terrestre; mais aussitôt qu'il a dépassé le cap Race, cette résistance disparaît tout-à-coup, et on voit se reproduire le même phénomène qu'au cap Farvel. Le courant s'infléchit

subitement au S. O., et suit la côte jusqu'à la Floride, tandis que sa largeur et le volume de ses eaux vont toujours en diminuant.

Depuis Terre-Neuve jusqu'à la Floride, sur une étendue de 500 milles environ, le Gulf-stream et le courant polaire coulent constamment côte à côte, sous l'impulsion de la rotation terrestre. Celle-ci relève le courant polaire vers la terre, et le force à suivre toutes les sinuosités de la côte; mais quelle est la force qui oblige le Gulf-stream, lequel coule librement dans la mer, de suivre le courant polaire dans tous ses détours, au lieu de prendre la direction plus orientale que la rotation de la terre tend à lui donner? C'est naturellement la pesanteur, savoir la force résultant de la pente que le Gulf-stream présente de droite à gauche perpendiculairement à sa direction et sur toute sa largeur, pente qui est de 1,2 pied depuis le point où le courant débouche dans l'Atlantique jusqu'à New-York, et de 1 pied environ depuis New-York jusqu'à l'endroit où, après avoir atteint les côtes de l'Europe, il se partage en deux branches. Et si l'on demande pourquoi le Gulf-stream a cette pente, la raison en est évidemment que l'eau du courant polaire a un poids spécifique plus considérable que l'eau de l'Atlantique, et doit par suite avoir un niveau plus bas que celui de cette mer, puisque la masse liquide inférieure est en équilibre. Que les choses se passent réellement ainsi, c'est ce que confirment pleinement les recherches que le gouvernement américain a fait exécuter dans ces dernières années sur le Gulf-stream, lesquelles ne permettent pas de douter que ce courant ne conserve sa place à cause de la différence de densité existant entre les eaux du courant polaire et celles de l'Atlantique. Dans ces circonstances, il est facile de comprendre que le Gulf-stream doit suivre le courant polaire dans toutes ses sinuosités jusqu'à Terre-Neuve.

Mais tandis que le Gulf-stream doit ainsi être considéré comme présentant une pente uniforme de l'Atlantique vers le courant polaire, les recherches entreprises par le gouvernement américain prouvent que le fond du Gulf-stream ne saurait être en équilibre que si ce courant avait une inclinaison dirigée du courant polaire vers l'Atlantique, de manière que son niveau maximum fût à peu près au tiers de sa largeur à partir du courant polaire. Dans les conditions actuelles il n'y a donc pas équilibre. Les eaux du courant polaire exercent sur le Gulf-stream une pression qui va en augmentant avec la profondeur, et y détermine un afflux continuel d'eau froide, surtout dans sa partie inférieure. A mesure que ces eaux froides pénètrent dans le Gulf-stream, il leur communique sa chaleur et son mouvement, et à mesure qu'il s'élève sous l'influence de la pression du courant polaire en chassant l'eau qu'il déplace, sa largeur doit aller en augmentant. Mais pour que la largeur du Gulf-stream augmente, il faut que son niveau, au milieu du courant, s'élève au-dessus de celui qui correspond à l'équilibre de la surface, de manière que la force de rotation acquière la prépondérance nécessaire pour produire l'élargissement vers l'Est, et cet exhaussement de niveau donne en même temps naissance, depuis le milieu du Gulf-stream jusqu'au courant polaire, au courant d'eau chaude de surface qui a été constaté par la commission américaine.

Il suit donc de ce qui précède, d'un côté que le courant polaire pénètre dans tous les points du Gulf-stream presque jusqu'à sa surface, tandis que ce dernier envoie au courant polaire un courant d'eau chaude de surface de 20 à 50 brasses de profondeur,

et, de l'autre, que le Gulf-stream doit, dans toute sa profondeur, exercer sur les eaux de l'Atlantique une pression qui les force de céder la place à celles qu'il reçoit du courant polaire, et qu'il entraîne avec lui.

Les recherches récentes qui ont été faites sur le Gulf-stream semblent toutes confirmer ces résultats, de sorte que si nous supposons que le volume du Gulf-stream s'accroît de toute l'eau que le courant polaire abandonne dans son cours, il s'ensuivra qu'en désignant par Q le volume du Gulf-stream à Bemini, et par q celui du courant polaire dans une section quelconque entre Terre-Neuve et la Floride, le volume du Gulf-stream, pour la même section, sera égal à $(Q+q)$. D'après cela, il faut donc admettre que le courant polaire, qui, de la côte orientale de Terre-Neuve coule vers le Gulf-stream, et qui du cap Race se dirige au S. O. le long de la côte américaine, abandonne dans son trajet vers la Floride toute son eau au Gulf-stream, et si l'on pose la vitesse du courant polaire au sud de Terre-Neuve = 1,8 pied par seconde, sa largeur = 50 milles et sa profondeur = 900 pieds, on trouve que son débit par seconde = 1600 millions de pieds cubes, ce qui donne pour celui du Gulf-stream au sud de Terre-Neuve 3200 millions de pieds cubes par seconde.

De la partie méridionale de l'Atlantique nord, entre l'équateur et 30° de latitude, il s'écoule donc 1600 millions de pieds cubes par seconde; mais outre cette perte, la partie dont il s'agit en éprouve une autre qui est due à l'évaporation, celle-ci lui enlève une quantité d'eau plus considérable que celle qui y tombe sous forme de pluie et y afflue des terres environnantes. Pour calculer cette différence, on peut utiliser les résultats des recherches qui, en 1860, ont été exécutées à St. Hélène par le lieutenant Haughton. On trouve ainsi que l'excès de l'évaporation dans l'Atlantique, entre 0° et 30° de latitude, équivaut en moyenne à une hauteur d'eau de 0,22", ce qui, déduction faite de $\frac{1}{10}$ pour l'eau qui provient des fleuves, donne une perte de 50 millions de pieds cubes par seconde. La quantité d'eau totale qui s'écoule de l'Atlantique entre 0° et 30° de Lat. N., peut donc être évaluée à 1650 millions de pieds cubes par seconde.

Si l'on admet ensuite que les $\frac{2}{3}$ de toute la surface des terres situées au nord du 30° degré de latitude envoient directement ou indirectement leurs eaux à l'Atlantique, et qu'on estime en moyenne à une hauteur d'eau de 22" la quantité de pluie qui tombe annuellement sur cette surface, la partie nord de l'Atlantique recevra par seconde un afflux de 50 millions de pieds cubes d'eau, ou environ la même quantité que l'évaporation enlève à la partie sud entre 0° et 30° de latitude.

Mais il suit de là que puisque la branche méridionale du Gulf-stream est formée par l'eau qui s'écoule de la partie sud de l'Atlantique nord, elle doit avoir un débit de 1650 millions de pieds cubes par seconde, et, comme le débit du courant entier, après avoir passé Terre-Neuve, peut être évalué à 3250 millions de pieds cubes, il en résulte que celui de la branche septentrionale est de 1600 millions de pieds cubes, tandis que les courants polaires réunis doivent représenter un volume de 1650 millions de pieds cubes par seconde. A partir de St. Augustine, où le Gulf-stream a une profondeur d'environ 300 brasses, celle-ci va en diminuant régulièrement jusqu'à Terre-Neuve, où elle est de 1000 pieds. De Terre-Neuve, où il a une largeur de 80 milles et une vitesse de 2 pieds, le courant se dirige à l'E. N. E. avec une vitesse décroissante et une largeur crois-

sante; au bout de 300 milles, il a une profondeur de 200 et quelques brasses, une vitesse de 0,6 pied et une largeur de 200 milles, et, durant ce trajet, il s'élève de 2 pieds environ au-dessus de son niveau à Terre-Neuve. Jusqu'à ce qu'il atteigne cette hauteur, le Gulf-stream ne forme qu'un courant unique maintenu par la chute de 1 pied qu'il présente de droite à gauche; mais dès qu'il l'a atteinte, sa partie méridionale dispose d'une pente suffisante pour donner naissance à une branche qui se dirige au S. E. vers la côte d'Afrique avec une vitesse de 0,6 pied, et un débit de 1650 millions de pieds cubes par seconde, et lorsque le courant est ainsi arrivé au 30° degré de latitude, il rencontre l'alizé du Nord-Est qui le pousse vers le Sud.

Mais tandis que la moitié méridionale du Gulf-stream se dirige vers le Sud, sa moitié septentrionale, dont le débit est de 1600 millions de pieds cubes, poursuit sa marche vers le Nord, le long des côtes de la Grande-Bretagne, jusqu'au 60° degré de latitude. Dans ce parcours, pendant lequel le courant remonte vers la terre, et s'élargit peu à peu de 100 milles à 150, tandis que sa vitesse diminue de 0,6 à 0,3 pied par seconde, il subit l'impulsion de la rotation terrestre, et son bord occidental, qui se confond naturellement avec la surface de l'Atlantique, s'élève de 1½ pied par 140 milles parcourus, de sorte qu'au 60° degré de latitude, ce bord est à 3½ pieds au-dessus du niveau de l'océan à Terre-Neuve.

Après que le Gulf-stream, qui sur cette étendue, a une profondeur de 2 à 300 brasses, a atteint le nord de l'Ecosse, les $\frac{2}{3}$ environ de ses eaux se dirigent à l'Est vers les côtes de la Norvège, mais l'autre tiers va rencontrer l'Islande, et continue ensuite sa route au N. O. vers le courant polaire du Grønland. Cette dernière branche, que la force de rotation relève vers la terre, a une profondeur de 200 et quelques brasses et une largeur d'environ 50 milles; pour qu'elle puisse s'avancer vers le courant polaire avec une vitesse de 0,3 pied par seconde, il faut une chute de près de $\frac{1}{2}$ pied. Si l'on remarque ensuite que le Gulf-stream septentrional, vers la pointe nord de l'Ecosse, présente une élévation de 1,5 pied vers la terre, on verra facilement que la branche du Gulf-stream qui se dirige au N. O., a, le long de la côte islandaise, un niveau qui dépasse de $\frac{1}{2}$ pied le bord méridional du même courant, d'où il suit que les eaux qui longent la côte islandaise rencontreront le courant polaire à l'ouest de l'Islande à un niveau de 3½ pieds plus élevé que la surface de l'Atlantique à Terre-Neuve. Mais tandis que ces eaux s'avancent vers le courant polaire en vertu de la pente mentionnée plus haut, celles du bord méridional du Gulf-stream ont précisément le même niveau que le courant polaire. Les eaux du bord occidental de la branche nord du Gulf-stream, lesquelles sont forcées de s'infléchir vers l'Ouest après avoir atteint le 60° degré de Lat. N., ne peuvent donc pas continuer leur route vers le courant polaire; elles se répandent sur la surface de l'Atlantique et se dirigent au Sud vers Terre-Neuve à cause de la différence de niveau. Quant aux éléments de courant situés entre les bords septentrional et méridional de cette branche du Gulf-stream, ils sont, suivant leur position, entraînés plus ou moins longtemps encore vers le courant polaire, avant de prendre leur course vers le Sud, et il est ainsi évident que le courant chaud doit se répandre sur toute la surface de l'Atlantique entre la branche septentrionale du Gulf-stream et le courant polaire qui descend du Grønland.

Si nous considérons maintenant la marche du courant polaire de la côte orientale du Grønland, en partant des données suivantes, savoir que le bord oriental de ce courant,

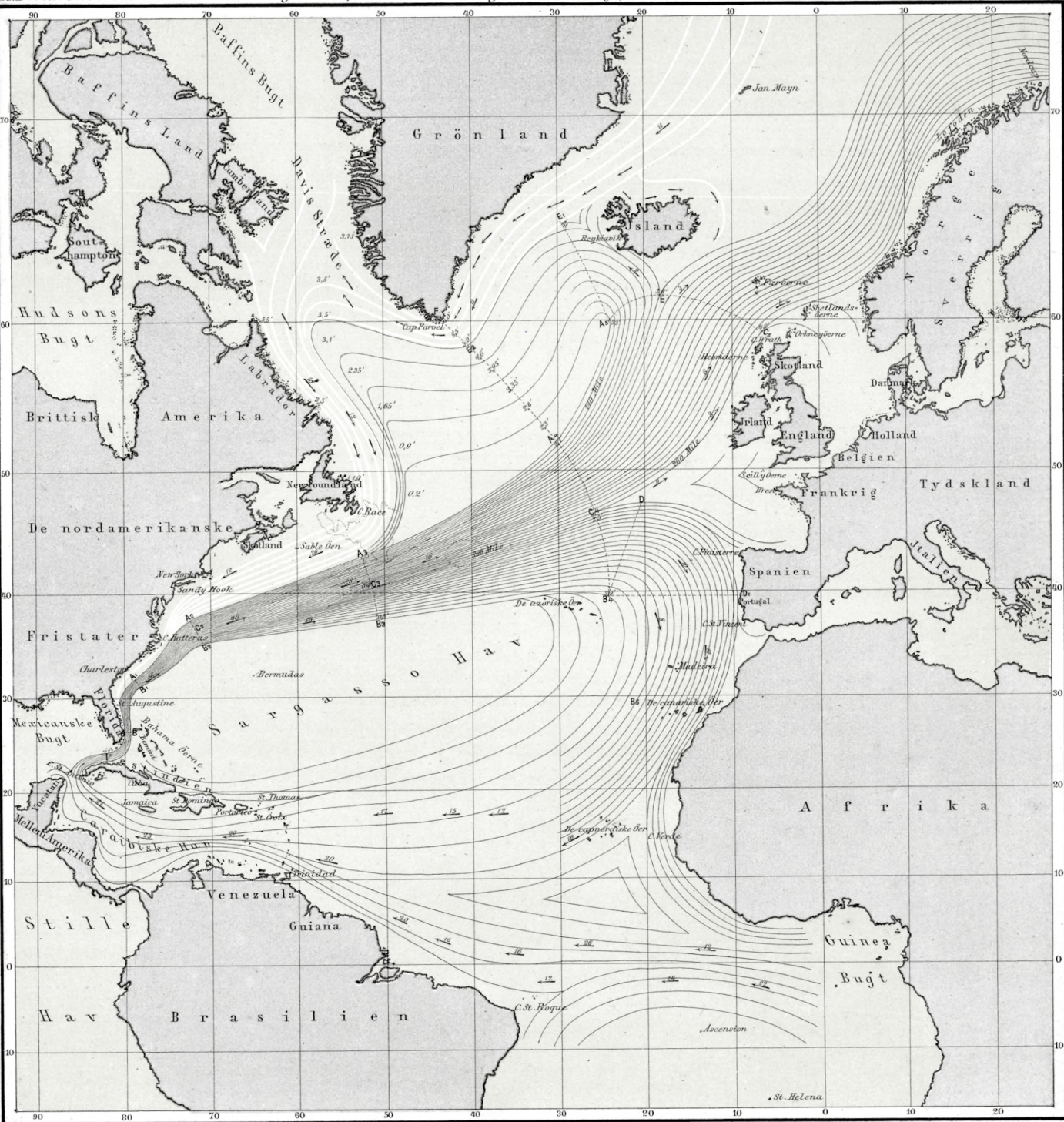
par 65° de Lat. N., à l'ouest de l'Islande, a un niveau de $3\frac{1}{3}$ pieds plus élevé que celui de l'Atlantique à Terre-Neuve, et qu'il se dirige au S. O. avec une vitesse de $\frac{3}{4}$ de pied par seconde, on voit clairement qu'il obéit jusqu'au cap Farvel à l'impulsion de la rotation terrestre. En outre, si nous évaluons, d'après Irminger, la largeur du courant à 40 milles, et supposons que la moitié de l'eau que le Gulf-stream apporte dans la mer Glaciale, ainsi que la moitié de celle qui y tombe sous forme de pluie ou de neige, retourne vers le Sud avec ce courant — tandis que l'autre moitié descend par la baie de Baffin — on trouve alors que la force de rotation relève le courant polaire, dont la profondeur peut être estimée à 1000 pieds, de 1 pied au-dessus de son bord oriental, et, en considérant la vitesse du courant comme constante jusqu'à la pointe méridionale du Grønland, on arrive à ce résultat que, le long de son bord oriental, qui se confond naturellement avec l'Atlantique, sa surface doit aller en montant jusqu'au Cap Farvel, savoir de $3\frac{1}{3}$ pieds jusqu'à 5 pieds au-dessus du niveau de l'océan à Terre-Neuve. Si, après avoir doublé le cap Farvel, le Gulf-stream descendait tout droit vers Terre-Neuve, l'eau, dans le détroit de Davis, devrait monter à une hauteur suffisante pour empêcher le courant de se mouvoir dans une direction plus occidentale. Mais comme l'eau, dans le détroit de Davis, ne peut pas avoir un niveau plus élevé que celui qui est nécessaire pour pousser vers le Sud les masses d'eau affluentes aussi rapidement qu'elles affluent, et qu'il ne faut pour cela, au 63° degré de Lat. N., qu'une pente de 3 pieds $\frac{1}{2}$ au-dessus du niveau de la mer à Terre-Neuve, le courant polaire, en arrivant au cap Farvel, présente vers le détroit de Davis, une pente de 2 pieds $\frac{1}{2}$ le long de la côte grønlandaise, et de 1 pied $\frac{1}{2}$ le long de son bord opposé, et par suite de cette pente remonte dans le détroit de quelques degrés de latitude. Mais comme la baie de Baffin et le détroit de Davis, ainsi qu'il a été dit plus haut, sont traversés par un courant polaire descendant vers le S. E., il doit y avoir une pente dans cette direction, et c'est pour cela que le courant de la côte orientale du Grønland, après avoir remonté quelque temps le détroit de Davis, est forcé de courir à l'Ouest vers la côte du Labrador, qu'il longe ensuite vers le Sud en se réunissant avec le courant de la baie de Baffin. Les deux courants polaires réunis, dont le débit peut être évalué à 1200 millions de pieds cubes par seconde, ont une largeur de 50 milles, une vitesse de $\frac{5}{8}$ de pied par seconde et une profondeur de 250 brasses environ; ils courent au S. E. sous l'influence de la rotation terrestre qui les relève vers la côte du Labrador et celle de Terre-Neuve, et continuent en longeant cette dernière leur route vers le Gulf-stream, jusqu'à ce qu'ils aient doublé le cap Race, où ils s'infléchissent vers l'Ouest en se dirigeant sur la Floride.

Si maintenant nous revenons au courant chaud qui du Gulf-stream contourne le sud de l'Islande, et de là se répand peu à peu sur les eaux froides de l'Atlantique, nous voyons qu'à son arrivée à la pointe méridionale du Grønland, il remonte de gauche à droite, du Gulf-stream au cap Farvel, de 2 pieds $\frac{1}{2}$ environ, ce qui montre bien qu'il se dirige réellement au Sud. Mais cette élévation de gauche à droite nous permet en outre de nous rendre mieux compte des conditions des courants. En effet, le bord occidental du courant chaud accompagnant le courant polaire, il doit, le long de ce dernier, avoir une profondeur de 1000 pieds et une vitesse de $\frac{3}{4}$ de pied, et comme la vitesse du courant diminue régulièrement en s'approchant du Gulf-stream, et que tous les éléments de courant suivent jusqu'au cap Farvel une direction à peu près parallèle, il en

résulte que cette vitesse le long du Gulf-stream doit être de $\frac{1}{2}$ pied par seconde environ. Mais si la branche rétrograde du Gulf-stream se dirige au S. O. avec une pente de $\frac{1}{2}$ pied à son bord oriental, il s'ensuit en outre que la profondeur du courant doit être de 76 pieds. En déterminant de la même manière cette profondeur pour un certain nombre de points d'une section transversale, et en calculant d'après ces données le débit total du courant, on trouve qu'il s'élève à 410 millions de pieds cubes par seconde, ce qui concorde parfaitement avec le résultat auquel on devait s'attendre. Si l'on cherche ensuite comment les divers éléments du courant chaud de surface se meuvent sous l'action réunie de la pente et de la rotation terrestre, on constate que ce courant doit suivre le cours du courant polaire qui en absorbe peu à peu les eaux, lesquelles y pénètrent par le bas, l'eau du courant étant plus dense que celle du courant polaire, et on trouve en même temps qu'en affluent ainsi vers le courant polaire, l'eau doit se répandre sur toute l'Atlantique jusqu'à Terre-Neuve.

Après avoir ainsi montré que la théorie qui précède rend compte d'une manière assez complète de tous les mouvements des courants marins, j'ajouterai en terminant qu'il est fort possible, vu notre connaissance imparfaite de la marche de ces courants, que beaucoup de détails soient très différents de ce qui a été exposé ci-dessus; mais, en ce qui concerne le point principal, je crois pouvoir exprimer la certitude que les lois des courants marins sont bien telles que j'ai essayé de les établir.

Que ces lois soient également applicables aux courants de l'atmosphère, c'est une chose évidente, et nous avons à peine besoin de rappeler que, dans les périodes où les différences de température à la surface du globe étaient plus grandes qu'à présent, tous ces courants étaient bien plus forts et d'une nature bien autrement énergique.



Th. Bergh's lith. Inst.

Fig. XII

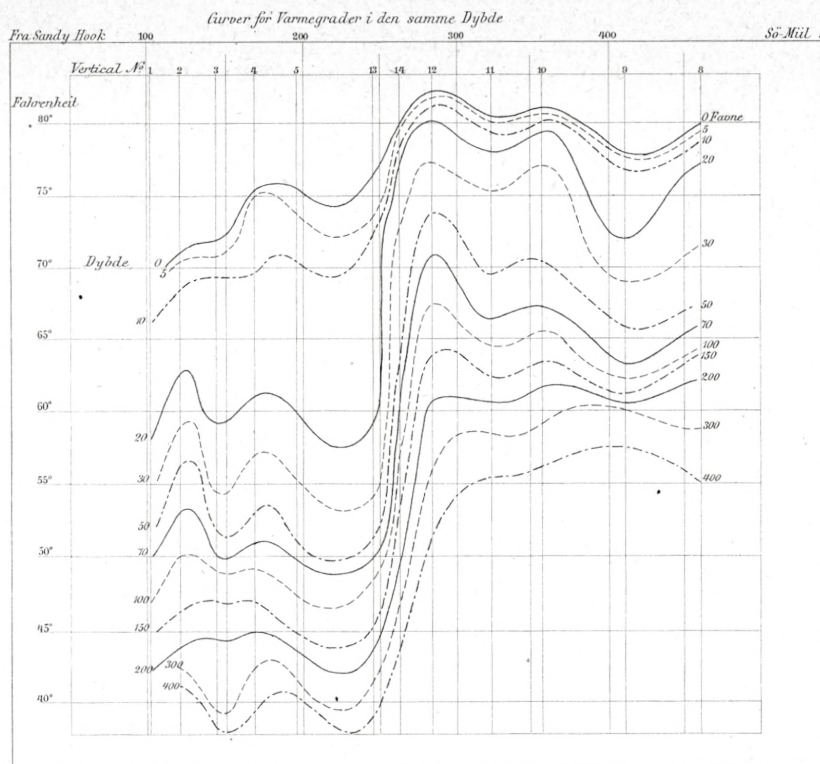


Fig. XIV

