Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 11/12 (1888)
Heft: 14

Artikel: Untersuchung einiger Indicatordiagramme
Autor: Fliegner, A.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-15000

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 04.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

INHALT: Untersuchung einiger Indicatordiagramme. Von Prof. A. Fliegner. (Schluss.) — Project einer Hängebrücke über den North-River in New-York. Von Ing. H. R. Fava in Washington. — Literatur: Anwendung der graphischen Statik nach Prof. Dr. C. Culmann bearbeitet von Prof. W. Ritter. — Correspondenz: Mittheilungen aus Chile. — Miscellanea: Kathedrale in Sevilla. Eisenbahnbauten in Sibirien. Erfindungsschutz. Electrische Dampf-Dynamo-Maschine. Gashammer. Der Eiffel-Thurm in Paris. — Concurrenzen: Preisbewerbung für die Neugestaltung der Domfaçade in Mailand. — Vereinsnachrichten. Stellenvermittelung. Zur Notiz. Warnung.

Untersuchung einiger Indicatordiagramme.

Von Prof. *A. Fliegner.*

(Schluss.)

Um nun zu sehen, wie sich in Wirklichkeit die specifische Dampfmenge des Cylinderinhaltes ändert und wie die Wärmeübergänge verlaufen, habe ich noch ein Diagramm, und zwar II^b, in dieser Richtung genauer durchgerechnet. Ich habe gerade dieses ausgesucht, weil bei ihm zufällig drei von den Hauptpositionen der Dampfvertheilung auf drei der 48 untersuchten Kurbelstellungen fallen. Es war also nur noch die vierte Hauptposition, diejenige φ' für den Beginn des Vorausströmens, genauer zu interpoliren, was auf graphischem Wege geschehen ist.

Bei dieser Rechnung musste ich mir allerdings einige Annäherungen gestatten.

Das Einströmen des Dampfes habe ich nach Gleichung (3.) mit $\mu_e = 200 =$ const. berechnet, also angenommen, dass dieses Dampfgewicht wirklich in den Cylinder gelangt ist, eine Annahme, die von der Wahrheit kaum stark abweichen wird.

Für das Ausströmen habe ich auch $\mu_a =$ const. vorausgesetzt, musste aber seinen numerischen Werth erst berechnen. Das im Ganzen während des Voreinströmens und des eigentlichen Einströmens in den Cylinder gelangte Dampfgewicht (Dampf und Wasser) ist nach Gleichung (3.):

$$\Sigma(\delta G_e) = \mu_e \Sigma\left(2 f t \sqrt{\frac{p(p_a - p)}{p_a v_a}}\right) = \mu_e \Sigma(f t \pi_e), \quad . \quad (8.)$$

die Summation über alle Winkelintervalle während des Einströmens ausgedehnt.

Wenn man analog in den Gleichungen (4.) die Function der Pressungen und des specifischen Volumens mit π_a bezeichnet, so hat den Dampfcylinder während des Vorausströmens und des eigentlichen Ausströmens ein Dampfgewicht (Dampf und Wasser) verlassen:

$$\Sigma(\delta G_a) = \mu_a \Sigma(f t \pi_a). \quad . \quad . \quad . \quad (9.)$$

Im Beharrungszustande der Maschine muss nun die beim ganzen Einströmen in den Cylinder gelangte Dampfmenge denselben während des ganzen Ausströmens wieder verlassen, es muss also sein:

$$\Sigma(\delta G_e) = \Sigma(\delta G_a). \quad . \quad . \quad . \quad (10.)$$

Hieraus folgt mit Gleichung (8.) und (9.), dass

$$\mu_a = \mu_e \frac{\Sigma(f t \pi_e)}{\Sigma(f t \pi_a)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11.)$$

sein muss. Die einzelnen Glieder der Summationen im Zähler und Nenner sind dabei die zur Berechnung der Tab. I nöthigen Quotienten $\delta(Gx)/\mu$. Mit $\mu_e = 200$ ergab sich für das Diagramm II^b hieraus

$$\mu_a = 184{,}184. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12.)$$

Andere Diagramme ergaben μ_a meist grösser, einzelne allerdings auch kleiner, so dass sich das früher benutzte Mittel auf rund 190 stellte.

Um einen Ausgangspunkt für die weitere Rechnung zu haben, musste ich über die specifische Dampfmenge x in irgend einem Augenblicke eine Annahme machen. Es ist das in der Weise geschehen, dass ich für $\varphi = 43$, für welchen Punkt Gx während der Compression einen grössten Werth erreicht, $x = 1$ gesetzt habe, eine Voraussetzung, die sich aus der weiteren Besprechung als zulässig ergeben wird.

Von $\varphi = 43$ mit $x = 1$ ausgehend, liess sich dann aus den Werthen von δG Punkt für Punkt der gesammte Cylinderinhalt G berechnen. Da die Werthe von Gx schon bekannt waren, so ergaben sich leicht die specifischen Dampfmengen x. Die so gefundenen Werthe von G und x sind in Tab. II angegeben.

Tabelle II.

φ	p	Gx	G	x	Q	φ	p	Gx	G	x	Q
0	3,75	3,52	10,82	0,325		24	1,17	35,61	43,31	0,822	
					−0,647						+0,432
1	3,74	3,86	12,52	0,309		25	1,09	33,16	40,06	0,828	
					−0,442						+0,667
2	3,72	4,89	14,52	0,337		26	1,00	31,14	36,75	0,847	
					−0,324						−0,056
3	3,70	6,60	16,98	0,388		27	0,94	27,73	33,51	0,827	
					−0,236						+0,610
4	3,66	8,91	19,91	0,448		28	0,90	25,70	30,31	0,848	
					−0,185						+0,229
5	3,61	11,80	23,32	0,506		29	0,84	23,04	27,22	0,846	
					−0,210						+0,346
6	3,54	15,15	27,27	0,556		30	0,80	20,78	24,30	0,855	
					−0,171						+0,392
7	3,48	19,00	31,67	0,600		31	0,77	18,75	21,51	0,872	
					−0,116						+0,306
8	3,42	23,24	36,37	0,639		32	0,74	16,71	18,87	0,885	
					+0,009						+0,305
9	3,35	27,73	41,09	0,675		33	0,72	14,89	16,46	0,905	
					+0,051						+0,171
10	3,24	32,06	45,54	0,704		34	0,70	13,10	14,32	0,915	
					+0,160						+0,204
11	3,10	36,06	49,46	0,729		35	0,70	11,68	12,48	0,936	
					+0,439						+0,062
12	2,95	39,70	52,49	0,756		36	0,70	10,28	10,93	0,940	
					+0,458						−0,020
13	2,76	42,30	54,47	0,778		37	0,71	9,03	9,68	0,933	
					+0,468						−0,145
14	2,53	43,81	55,18	0,794		38	0,73	7,90	8,79	0,900	
					+0,084						−0,200
15	2,27	43,80	55,18	0,794		39	0,80	7,22	8,24	0,877	
					+0,188						+0,042
16	2,07	43,93	55,18	0,796		40	0,98	7,19	8,04	0,894	
					+0,143						+0,123
17	1,91	44,03	55,18	0,798		41	1,30	7,53	8,04	0,937	
					+0,318						+0,120
18	1,80	44,52	55,18	0,807		42	1,77	7,90	8,04	0,982	
					+0,409						−0,004
19	1,71	44,91	54,89	0,818		43	2,40	8,04	8,04	1,000	
					+0,458						−0,192
20	1,62	44,62	53,81	0,829		44	3,18	7,81	8,04	0,971	
					+0,227						−0,187
21	1,52	43,03	51,88	0,829		φ'	3,50	7,49	8,04	0,931	
					+0,584						−0,448
22	1,41	41,59	49,37	0,842		45	3,75	6,68	8,09	0,825	
					+0,274						−1,124
23	1,30	39,12	46,44	0,842		46	3,75	4,93	8,58	0,574	
					−0,158						−0,970
24	1,17	35,61	43,31	0,822		47	3,75	3,87	9,48	0,409	
											−0,826
						48	3,75	3,52	10,82	0,325	

In derselben Tabelle sind endlich noch die Wärmemengen Q in Calorien aufgenommen, welche von den Wandungen des Cylinders an den Dampf übergehen und umgekehrt. Da die Geschwindigkeiten des Dampfes im Schieberkasten, im Cylinder und im Condensator verhältnissmässig klein sind, so lassen sich diese Wärmeübergänge nach der Grundgleichung der Wärmetheorie in ihrer einfacheren Form, nämlich

$$dQ = A(dU + dL), \quad . \quad . \quad . \quad (13.)$$

berechnen, nur ist dabei zu beachten, dass beim Ein- und Ausströmen gleichzeitig mehrere Dampfmengen in Frage kommen.

Am Anfang eines Intervalls sind im Cylinder G *kg* Dampf enthalten; während des Intervalls nimmt dieses Gewicht um $\pm dG$ zu. Diese dG *kg* kommen aus einem Raum, oder strömen in einen aus, in welchem der Dampf die innere Arbeit U_a besitzt. Daher ist

$$dU = (G \pm dG)(U + dU) - (GU \pm dG\,U_a)$$

zu setzen. Multiplicirt man aus und vernachlässigt das Product zweier Differentiale, so wird $dU = d(GU) \mp dGU_a$. Da für 1 *kg* gesättigten Dampfes, mit den gebräuchlichen Bezeichnungen, bekanntlich $AU = q + x\varrho$ ist, so wird hier

$$A\,dU = d[G(q + x\varrho)] \mp (q_a + x_a \varrho_a)\,dG. \quad . \quad (14.)$$

Dabei ist allerdings, wie allgemein bei solchen Rechnungen, vorausgesetzt, das Wasser im Cylinder habe in jedem Augenblicke dieselbe Temperatur, wie der Dampf.

Die äussere Arbeit dL setzt sich auch aus zwei Theilen zusammen. Der eine Theil, mit dL_k bezeichnet, wird am Kolben verrichtet. Bei der Berechnung von Q ist dieser Theil für jedes Intervall einfach gleich dem Product aus der Aenderung des Cylindervolumens mal dem arithmetischen Mittel aus den Grenzpressungen gesetzt. Die $\pm\, dG$ *kg* kommen gleichzeitig aus einem Raum, oder strömen in einen Raum, in welchem sich der Dampf im Mittel je in einem constanten Zustande befindet. Aus diesem Raum wird dG verdrängt, oder muss sich in demselben Platz machen, und das entspricht einer gewonnenen Arbeit $\mp p_a x_a u_a\, dG$. Es ist also

$$dL = dL_k \mp p_a x_a u_a\, dG. \quad . \quad ; \quad (15.)$$

Setzt man die Werthe aus Gleichung (14.) und (15.) in (13.) ein und berücksichtigt, dass $\varrho + Apu = r$ ist, so erhält man:

$$dQ = d[G(q + x\varrho)] \mp (q_a + x_a r_a)\, dG + AL_k. \quad (16.)$$

Das obere Vorzeichen gilt für Ein-, das untere für Ausströmen. L_k wird bei einer Abnahme des Cylindervolumens negativ.

Während der Expansion und Compression ist die Dampfmenge G im Cylinder je constant anzusehen, dann nimmt Gleichung (13.) die einfachere Gestalt an:

$$dQ = G\,d(q + x\varrho) + AL_k. \quad . \quad . \quad (17.)$$

Wenn die Berechnung der Gleichung (16.) oder (17.) in den einzelnen Intervallen für Q einen positiven Werth ergiebt, so findet der Wärmeübergang im Sinne von den Cylinderwandungen an den Dampf statt und umgekehrt.

Die Berechnung der Wärmeübergänge wurde übrigens noch unter den Annahmen durchgeführt, dass im Schieberkasten $x_a = 0{,}95$, im Condensator $x_a = 1$ sei. Die erste Annahme schliesst sich an anderweitige Beobachtungsergebnisse an. Die zweite ist dagegen weniger sicher. Am Anfang des Vorausströmens ist im Cylinder noch verhältnissmässig viel Wasser enthalten, der Dampf ist daher im Condensator vielleicht auch etwas nass. Am Ende des Ausströmens ist dagegen der Dampf im Cylinder trockener, so dass er sich auf dem Wege in den Condensator vielleicht sogar etwas überhitzt. Diese Unsicherheit beeinflusst den Verlauf von Q aber nicht wesentlich, sondern nur die numerischen Werthe.

Bei der Discussion der Werthe von x und Q in Tab. II will ich mit der Compression, $\varphi = 40$, beginnen.

Am Anfang der Compresssion enthält der Dampf nur etwa 10 % Wasser. Er nimmt zunächst noch Wärme von den Cylinderwandungen auf und wird in Folge dessen trockener. Noch ehe der Dampf bei $\varphi = 43$ nach der gemachten Annahme ganz trocken geworden ist, hat sein Druck und daher seine Temperatur so weit zugenommen, dass die Wärmeentziehung beginnt. In Folge dessen steigt der Wassergehalt des Dampfes bald wieder etwas.

Bei φ' nimmt das Voreinströmen seinen Anfang. Das erste Intervall von φ' bis 45 entspricht einem Drehwinkel der Kurbel von nur $4^0\ 18^3/_4{}'$, während die übrigen Winkelintervalle $7^1/_2{}^0$ betragen. In diesem ersten Intervall ist auch Druck und Temperatur des Dampfes noch kleiner, als im weiteren Verlaufe des Voreinströmens. Trotzdem verliert der Dampf an die Wandungen 0,449 Cal. und x sinkt um rund 10 %. Mit dem Voreinströmen beginnt also sofort ein sehr bedeutender Wärmeübergang vom Dampf an die Wandungen. Während des weiteren Voreinströmens nimmt der Wärmeverlust zwar langsam ab, bleibt aber immer noch sehr gross, so dass viel Dampf condensirt und die spezifische Dampfmenge x rasch bis unter $^1/_3$ sinkt.

Während des eigentlichen Einströmens nimmt die Wärmeentziehung ziemlich rasch ab, weil sich die Wandungen durch die vorhergehende starke Condensation so weit erwärmt haben, dass sie dem gleichzeitig kälter werdenden Dampfe keine Wärme mehr entziehen können. Diese Erwärmung der Wandungen wird durch den Dampfmantel in einem Grade unterstützt, dass der Dampf schon während des Einströmens von den Wandungen Wärme aufnehmen kann. Die Folge davon ist eine bald nach dem todten Punkte der Kurbel beginnende ununterbrochene Zunahme der specifischen Dampfmenge bis auf rund 80 %.

Der Wärmeübergang von den Wandungen an den Dampf dauert dann während der ganzen Expansionsperiode fort. Er ist aber, trotz weiterer Abnahme der Temperatur des Dampfes, geringer, als am Ende des Einströmens, so dass x nahezu constant bleibt. Der Grund dieser Abnahme wird darin zu suchen sein, dass sich der Dampf während des Einströmens, wenigstens zum Theil, rasch bewegt, und dass er in diesem Zustande leichter Wärme aufnimmt, als wenn er sich im Wesentlichen in Ruhe befindet.

Der gleichen Ursache wird man es auch zuschreiben müssen, wenn die Wärmeaufnahme mit dem Anfang des Vorausströmens wieder zu steigen beginnt. Die Wärmemittheilung von den Wandungen an den Dampf scheint dann bis in das eigentliche Ausströmen hinein im Mittel ziemlich constant zu bleiben. Die Werthe von Q schwanken allerdings, sie werden sogar gelegentlich negativ. Solche Werthe sind aber an dieser Stelle des Diagrammes natürlich unmöglich; sie rühren von den schon oben hervorgehobenen Interpolationsfehlern in der Nähe des todten Punktes her. Immerhin ist es nicht ausgeschlossen, dass die Verdampfung und der Wärmeübergang *ruckweise* vor sich gehen, wie ich das s. Z. auch für eine Expansionscurve als nicht unmöglich angeführt habe.*) Am Schlusse des Ausströmens wird Q kleiner, sogar streckenweise negativ. Letzteres ist jedenfalls auch eine Folge von Interpolationsfehlern. Dieser Verlauf von Q deutet aber doch darauf hin, dass der Dampf am Ende des Ausströmens nicht mehr viel Wärme aufnimmt. Und das wird voraussichtlich daher rühren, dass an den Wandungen keine nennenswerthe Wassermenge mehr haftet. x ist also jedenfalls sehr gross, und die Annahme, bei $\varphi = 43$ sei der Dampf gerade trocken, wird sich nicht stark von der Wahrheit entfernen; vielleicht ist er dann sogar schon etwas überhitzt.

Addirt man alle Werthe von Q der Tab. II, so ergiebt sich, dass der Dampf bei jedem Spiel 1,618 Cal. mehr aufgenommen, als abgegeben hat. Diese Wärme muss von dem im Mantel condensirten Dampf herrühren. Setzt man voraus, dass im Mantel ununterbrochen der höchste im Schieberkasten beobachtete Druck von hier 3,81 Atm. herrscht, und dass der Dampf auch 5 % Wasser beigemischt enthält, so müssten pro Spiel für diese Cylinderseite 3,36 *gr* Dampf condensiren. Rechnet man für die andere Cylinderseite eine gleich starke Condensation, so würden bei $69\,^1/_2$ minutlichen Umdrehungen in einer Stunde rund 2,8 *kg* Dampf im Mantel condensiren, ein durchaus nicht unwahrscheinlicher Betrag.

Die vorstehenden Untersuchungen zeigen, dass die Druckänderung des Dampfes beim Ein- und Ausströmen ein sehr verwickelter Vorgang ist. Dieselbe wird nicht nur von den Canaleröffnungen, der Kolbengeschwindigkeit und den Bewegungswiderständen beeinflusst, sondern auch in sehr hohem Grade von dem Wärmeaustausch zwischen dem Dampf und den Cylinderwandungen. Letzterer ist aber noch nicht a priori berechenbar. Es ist daher gegenwärtig auch noch nicht möglich, bei den ideellen Indicatordiagrammen, welche man der Neuberechnung von Dampfmaschinen zu Grunde legt, die Drosselung des Dampfes durch die Steuerung in rationeller Weise von vornherein

*) Die Bestimmung der Hauptpunkte eines Indicatordiagrammes. „Eisenbahn". 1882, XVI, 26.

zu berücksichtigen. Versuche, die in dieser Richtung gemacht worden sind, müssen also als grundsätzlich verfehlt bezeichnet werden.

Aus den untersuchten Diagrammen weitere numerische Resultate von allgemeinerer Bedeutung herzuleiten, ist nicht zulässig, da die Maschine so selten und dann auch nur je auf so kurze Zeit in Gang gesetzt wird, dass sie nicht unter normalen Verhältnissen arbeitet. Die wesentlichen Ergebnisse werden dadurch aber nicht beeinflusst, wie denn auch der Verlauf der Wärmeübergänge durchaus der von G. A. Hirn begründeten „practischen Theorie" der Dampfmaschinen entspricht.

Die hier mitgetheilten Diagramme gestatten noch einen Schluss auf an *Locomotiven* abgenommene Diagramme.

Letztere haben oft nach einer Abrundung und Einbiegung, wie sie andere Diagramme beim Anfang der Expansion zeigen, eine weitere Ausbauchung, welcher dann erst die wie gewöhnlich verlaufende Expansionscurve folgt. Dieselbe Gestalt, wenn auch weniger scharf ausgeprägt, besitzen die bei den grösseren Geschwindigkeiten abgenommenen Diagramme I^b und II^b. Hier liegt aber die Ausbauchung in der Einströmungsperiode. Dasselbe wird man daher auch bei den Locomotivdiagrammen erwarten müssen und sich dieses Aussehen des Diagrammes in folgender Weise erklären können:

Am Anfang des Einströmens ist die Condensation noch so stark, dass trotz grosser Canaleröffnung und geringer Kolbengeschwindigkeit nicht genug Dampf einströmen kann, und dass also der Admissionsdruck sinken muss. Weiterhin nimmt die Condensation ab und erreicht einen so geringen Grad, dass trotz zunehmender Kolbengeschwindigkeit, da die Canaleröffnung noch gross ist, verhältnissmässig mehr Dampf eintreten kann, wodurch die Ausbauchung entsteht. Schliesslich drosselt dann der Schieber, und die Admissionscurve geht mit starker Abrundung in die Expansionscurve über. Man wird also die eigenthümliche Gestalt der Locomotivdiagramme am kürzesten und richtigsten dadurch erklären können, dass man von einer *Einbiegung in der Admissionslinie* spricht und diese als eine Folge der anfangs starken Condensation auffasst.

Zürich, Mai 1888.

Project einer Hängebrücke über den North-River in New-York.

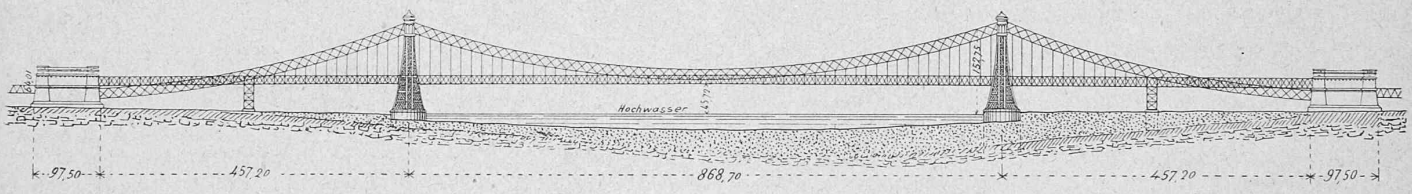
Von Ingenieur *H. R. Fava* in Washington.

Am 2. Juli d. J. wurde im Senate der Vereinigten Staaten von Nordamerica eine Vorlage, betreffend die Errichtung einer grossartigen Hängebrücke über den North-River zwischen New-York und der nördlichen Küste von New-Jersey eingebracht. Die vorgeschlagene Brückenbaute ist von so ungeheuren Abmessungen, dass dadurch Alles überboten wird, was bis anhin im Brückenbau geleistet worden ist. Es mögen daher einige nähere Angaben über die Anlage derselben auch weitern Kreisen erwünscht sein.

Um die Concession für den Bau und Betrieb der Brücke bewirbt sich ein Consortium, an deren Spitze als technischer Leiter Herr *Gustav Lindenthal*, Brückenbauer in Pittsburgh (Pennsylvanien) steht. Der Genannte hatte bereits im Anfang dieses Jahres Gelegenheit, sein Project dem amerikanischen Verein der Civilingenieure vorzulegen und in einem ausführlichen Vortrag zu erklären. Hienach will Herr Lindenthal, für dessen Tüchtigkeit und Erfahrung eine Reihe ausgeführter Bauten, unter anderem drei Brücken in Pittsburgh, sprechen, den Hudson ungefähr an der auf beifolgendem Lageplan bezeichneten Stelle überschreiten. Es soll damit hauptsächlich bezweckt werden, die zahlreichen Eisenbahnlinien aus dem Westen und Süden, welche ihre Endstationen gezwungener Weise in Jersey-City haben, über den Hudson nach New-York einzuführen und dadurch eine Eisenbahnverbindung zwischen diesen beiden Städten herzustellen.

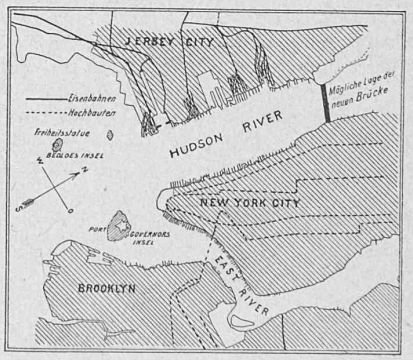
Da während und nach Vollendung des Baues dem bedeutenden Schifffahrtsverkehr, der auf dem „North-River" herrscht, keinerlei Hindernisse entgegengestellt werden dürfen, so gelangt Herr Lindenthal zu den bereits erwähnten aussergewöhnlichen Ausmessungen und der gewählten Construction für die vorgeschlagene Brücke. Die Spannweite der Mittelöffnung soll nämlich nicht weniger als 868,7 *m* und die Minimalhöhe der Fahrbahn über Normalhochwasser 42,67 *m* an den Pfeilern und 45,72 *m* in der Mitte erhalten. Wenn in Betracht gezogen wird, dass die bestehende Hängebrücke über den „East-River" (wie dieser andere Arm des Hudsons im Gegensatz zum „North-River" genannt wird) eine Spannung von 486 *m*, die im Bau begriffene „Forth Brücke" in Schottland zwei gleich grosse Spannungen von je 518,6 *m* haben, so mag man sich hieraus einen Begriff von der Kühnheit der vorgeschlagenen Construction verschaffen. Die Spannweite der beiden Seitenöffnungen sind nur um ein Geringes kleiner als diejenige der Hauptöffnung der East-River-Brücke; sie betragen nämlich je 457,2 *m*. Die Brücke erhält eine Gesammtlänge von 1783 *m*. Auf der New-Yorker-Seite schliessen sich über die Häuser weg gehende Metallviaducte an die Brücke an, während auf der gegenüber liegenden Seite ein Tunnel vorgesehen ist.

Entwurf einer Hängebrücke über den North-River in New-York.



1 : 10000.

Lageplan von New-York.



Die Tragconstruction besteht aus vier Stahldraht-Kabeln von je 1 *m* Durchmesser. Zwischen den Kabeln und deren äusserer Umhüllung von Stahl wird eine Luftschicht von 5 *cm* gelassen, die plötzlichen Temperaturänderungen verzögend entgegen wirken soll. Dadurch vergrössert sich der äussere Durchmesser der Kabel auf 1,2 *m*. Das obere Kabel liegt um 15 *m* über dem untern und die beiden sind durch ein System starker Streben miteinander verbunden. Die Brücke hat eine 26,2 *m* breite Fahrbahn, welche sechs nebeneinander laufende Schienenstränge aufzunehmen hat. Wir haben bereits erwähnt, dass die Brücke