

Académie impériale des sciences. Comptes rendus des séances de la Commission sismique permanente. Tome 2, 1905-1907, Saint-Pétersbourg.

SOMMAIRE

Livraison I, 1905

Procès-verbaux des séances de la Commission Centrale Sismique Permanente :

Séance du 10 janvier 1904	I
» » 6 février 1904.....	VI
Communication relative à l'organisation de l'Association Internationale de Sismologie	XI
Rapport sur les observations sismiques, faites à l'Observatoire d'Irkoutsk pendant l'année 1903.....	XXII
Séance du 16 avril 1904.....	XXVI
» » 2 juin 1904	XXXIII
» » 4 septembre 1904.....	XXXVI
» » 29 octobre 1904.....	XLII
Communication du Prince B. Galitzine « Instrument pour enregistrer les variations de l'obliquité »	XLVI
Séance du 17 décembre 1904.....	L

A. Vosnesensky, Le tremblement de terre Baikalien le 13 (26) novembre 1903	1
H. Pomerantzeff, Quelques expériences avec une plateforme sismique artificielle.....	53

Bulletin de la Commission Centrale Sismique Permanente, rédigé par M.le professeur G. Levitski. Année 1903, janvier-décembre.....	pag. 1-235

Livraison II, 1906

Procès-verbaux des séances de la Commission Centrale Sismique Permanente :

Séance du 28 janvier 1905	I
» » 4 mars 1905.....	V
» » 8 avril 1905	IX
Remarque du M. Rykatchev : « A propos du tremblement de terre à Lahore »	XIV
Remarque du G. Levitski : Observations, faites à Jourïev sur le tremblement de terre à Lahore le 4 avril 1905	XVI

Séance du 3 mai 1905.....	XVIII
» » 19 août 1905.....	XX
Invitation du Gouvernement Allemand à la Conférence Sismologique Internationale à Berlin le 2 (15) août 1905 (avec 2 annexes)	XXV
Séance du 30 septembre 1905.....	XXXI
» » 28 octobre 1905.....	XXXV
Procès-verbaux des séances de la Conférence Sismologique Internationale à Berlin le 2 (15) août 1905 (avec 5 annexes)	XXXVIII
Séance du 25 novembre 1905.....	LIII

Fürst B. Galitzin, Ueber die Methoden zur Beobachtung von Neigungs-wellen	1
A. Vosnesensky, Le tremblement de terre le 26 juin (9 juillet) 1905 dans les montagnes du Tannou-Ola (Communication préliminaire)	145
A. Gerasimov, A propos de la communication du M. A. Vosnesensky sur le tremblement de terre le 26 juin (9 juillet) du Tannou-Ola	155

Bulletin de la Commission Centrale Sismique Permanente, rédigé par M. le professeur G. Levitski. Année 1904, janvier-décembre.....	pag.1-207
---	-----------

Livraison III, 1907

Procès-verbaux des séances de la Commission Centrale Sismique Permanente :

Séance du 27 janvier 1906	V
» » 24 février 1906.....	IX
Uebereinkunft betreffend die Organisation der Internationalen Seismologischen Assoziation. Abgeändert August 1905	IX
Remarque du M. G. Levitski : « Sur l'organisation des observations sismiques et maréographiques en Kamtchatka. »	XIV
Séance du 14 avril 1906	XVI
Remarque de M. G. Levitski « Le tremblement de terre du 18 avril 1906 en Californie »	XX
Résumé du compte-rendu de M. A. Voznesensky sur le fonctionnement des stations sismiques en Sibérie pendant l'année 1905.....	XXIII
Explications des cartes postales pour communiquer des renseignements sur les tremblements de terre à la Commission Sismique de l'Académie Impériale des sciences.....	XXVI
Séance du 2 juin 1906	XLVII
» » 1 septembre 1906.....	LIII
Compte-rendu de M. A. Orlov sur son voyage aux stations sismiques au Caucase	LX
Séance du 27 octobre 1906.....	LXVI
» » 8 décembre 1906.....	LXXII
Rapport de M. A. Voznesensky sur son voyage en Mongolie pour l'exploration des foyers des tremblements de terre du 9 et du 23 juillet 1905	LXXXIII

Fürst B. Galitzin, Ueber eine Abänderung des Zöllner'schen Horizontalpendels	1
A. Orlov, Sur l'étude des instruments enregistreurs.....	26
H. Pomerantzeff, A propos de l'article « Sur l'étude des instruments enregistreurs » par M. A. Orlov	33

Bulletin de la Commission Centrale Sismique Permanente, rédigé par M. le professeur G. Levitski. Année 1905, janvier-décembre.....	pag.1-307

ИМПЕРАТОРСКАЯ АКАДЕМІЯ НАУКЪ.

ИЗВѢСТІЯ
ПОСТОЯННОЙ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ
КОМИССИИ.

Томъ 2.

Выпускъ II.

ACADÉMIE IMPÉRIALE DES SCIENCES.

COMPTES RENDUS DES SÉANCES
DE
LA COMMISSION SISMIQUE PERMANENTE.

Tome 2.

Livraison II.

С.-ПЕТЕРБУРГЪ. 1906. ST.-PÉTERSBOURG.

Продается у комиссіонеровъ Императорской
Академіи Наукъ:

И. И. Глазунова и К. Л. Риккера въ С.-Петер-
бургѣ,
Н. П. Карбасникова въ С.-Петербургѣ, Мо-
сквѣ, Варшавѣ и Вильнѣ,
Н. Я. Оглоблина въ С.-Петербургѣ и Кіевѣ,
М. В. Клаюкина въ Москвѣ,
Е. П. Распопова въ Одессѣ,
Н. Киммеля въ Ригѣ,
Фоссъ (Г. В. Зоргенфрей) въ Лейпцигѣ,
Люзакъ и Комп. въ Лондонѣ.

Commissionnaires de l'Académie IMPÉRIALE
des Sciences:

J. Glasounof et C. Ricker à St. Péters-
bourg,
N. Karbasnikof à St. - Pétersbourg, Moscou,
Varsovie et Vilna,
N. Oglobline à St.-Pétersbourg et Kief,
M. Klukine à Moscou,
E. Raspopof à Odessa,
N. Kummel à Riga,
Voss' Sortiment (G. W. Sorgenfrey) à Leipzig,
Luzac & Cie. à Londres.

Цѣна: 4 руб. — Prix: 8 Mk.

Напечатано по распоряженію Императорской Академіи Наукъ.
Апрѣль 1906 г. Непремѣнный Секретарь, Академикъ *С. Ольденбургъ*.

ТИПОГРАФІЯ ИМПЕРАТОРСКОЙ АКАДЕМІИ НАУКЪ.
Вас. Остр., 9 лин., № 12.

Оглавление. — Sommaire.

Протоколы засѣданій Постоянной Центральной Сейсмической Комиссiи:	Стр.	Procès-verbaux des séances de la Commission Centrale Sismique Permanente:	Pages.
Засѣданiя 28-го января 1905 г. . .	I	Séance du 28 janvier 1905	I
» 4-го марта 1905 г. . .	V	» » 4 mars 1905.	V
» 8-го апрѣля 1905 г. . .	IX	» » 8 avril 1905.	IX
Замѣтка М. Рыкачева: «По поводу землетрясенiя въ Лагорѣ»	XIV	Remarque du M. Rykatchev: «A propos du tremblement de terre à Lahore»	XIV
Замѣтка Г. Левицкаго: «Наблюденiя Лагорскаго землетрясенiя 4-го апрѣля 1905 г. въ Юрьевѣ»	XVI	Remarque du G. Levitski: Observations, faites à Jouriev sur le tremblement de terre à Lahore le 4 avril 1905	XVI
Засѣданiя 3-го мая 1905 г. . .	XVIII	Séance du 3 mai 1905	XVIII
» 19-го августа 1905 г. . .	XX	» » 19 août 1905	XX
Приглашенiе Германскаго Правительства на международную сейсмологическую конференцiю въ Берлинѣ 2 (15) августа (съ двумя приложенiями)	XXV	Invitation du Gouvernement Allemand à la Conférence Sismologique Internationale à Berlin le 2 (15) août 1905 (avec 2 annexes)	XXV
Засѣданiя 30-го сентября 1905 г. . .	XXXI	Séance du 30 septembre 1905	XXXI
» 28-го октября 1905 г. . .	XXXV	» » 28 octobre 1905	XXXV
Протоколы засѣданiй международной сейсмологической конференцiи въ Берлинѣ 2 (15) августа 1905 г. (съ 5-ю прилож.)	XXXVIII	Procès-verbaux des séances de la Conférence Sismologique Internationale à Berlin le 2 (15) août 1905 (avec 5 annexes)	XXXVIII
Засѣданiя 25-го ноября 1905 г. . .	LIII	Séance du 25 novembre 1905	LIII
Князь Б. Б. Голицынъ, О методахъ наблюденiй надъ колебанiями наклона	1	Fürst B. Galitzin, Ueber die Methoden zur Beobachtung von Neigungswellen	1
А. Вознесенскiй, Землетрясенiе 26 iюня (9 июля) 1905 г. на Танну-Ола (предварительное сообщенiе)	145	A. Vosnesensky, Le tremblement de terre le 26 juin (9 juillet) 1905 dans les montagnes du Tannou-Ola (Communication préliminaire)	145
А. Герасимовъ, По поводу сообщенiя А. В. Вознесенскаго о землетрясенiи 26 iюня (9 июля) 1905 на Танну-Ола	155	A. Gerasimov, A propos de la communication du M. A. Vosnesensky sur le tremblement de terre le 26 juin (9 juillet) du Tannou-Ola	155
Бюллетень Постоянной Центральной Сейсмической Комиссiи, издаваемый подъ редакцiею профессора Г. В. Левицкаго, январь—декабрь 1904 г.	стр. 1—207	Bulletin de la Commission Centrale Sismique Permanente, rédigé par M. le professeur G. Levitski. Année 1904, janvier—décembre	pag. 1—207

ПРОТОКОЛЫ ЗАСѢДАНІЙ

Постоянной Центральной Сейсмической Комиссіи.

Протоколъ засѣданія 28-го января 1905 г.

Подъ предсѣдательствомъ О. А. Баклунда присутствовали Высочайше назначенные члены Комиссіи: В. Н. Веберъ, князь В. Б. Голицынъ, А. П. Карпинскій, Г. В. Левицкій, И. И. Померанцевъ, М. А. Рыкачевъ и Э. В. Штеллингъ.

§ 1.

Прочтенъ и утвержденъ протоколъ предыдущаго засѣданія 17-го декабря 1904 года.

§ 2.

Подкомиссія, обсуждавшая вопросъ о мѣрахъ къ развитію сѣти сейсмическихъ станцій 2-го разряда (см. § 76 протокола засѣданія 17-го декабря 1904 г.), признала желательнымъ, чтобы сейсмическія станціи были устроены предпочтительно при учрежденіяхъ, обладающихъ средствами для точнаго опредѣленія времени и представляющихъ извѣстныя гарантіи въ постоянномъ и правильномъ уходѣ за приборами. На основаніи такихъ соображеній Подкомиссія намѣтила устройство новыхъ сейсмическихъ станцій при слѣдующихъ учрежденіяхъ:

- 1) при физическомъ кабинетѣ Томскаго университета;
- 2) при Магнитно-Метеорологической Обсерваторіи въ Екатеринбургѣ;
- 3) при международной геодезической станціи въ Чарджуѣ;
- 4) при Астрономической Обсерваторіи университета Св. Владиміра.

Если означенныя учрежденія согласятся на устройство постоянныхъ сейсмическихъ станцій, то Сейсмическая Комиссія могла бы снабдить ихъ необходимыми приборами и отпустить каждой станціи около 150 до 200 рублей на приспособленіе помѣщенія и на постройку столовъ для сейсмографовъ. Что же касается постоянныхъ расходовъ, тре-

буемыхъ на содержаніе станціи и на обработку сейсмограммъ, то Комиссія могла бы ассигновать каждой станціи ежегодно по 200 рублей.

Постановлено просить директоровъ названныхъ учреждений принять на себя устройство и содержаніе сейсмическихъ станцій на изложенныхъ основаніяхъ.

§ 3.

Инженеръ В. Н. Веберъ высказалъ пожеланіе, чтобы при Кедабекскомъ заводѣ, Елисаветпольской губерніи, была учреждена сейсмическая станція, завѣдываніе которой вѣроятно приметъ на себя горный инженеръ А. Г. Эрнъ.

Постановлено запросить инженера А. Г. Эрна относительно устройства постоянной сейсмической станціи въ Кедабекѣ.

§ 4.

По разсмотрѣніи предстоящихъ расходовъ, которые могли бы быть отнесены на счетъ остатковъ отъ кредита прошлаго года, Подкомиссія (см. § 77 протокола засѣданія 17-го декабря 1904 года) признала наиболѣе цѣлесообразнымъ распределить эти остатки на удовлетвореніе нижеслѣдующихъ потребностей:

1) на приобрѣтеніе 4 паръ тяжелыхъ горизонтальныхъ маятниковъ съ принадлежностями.....	1400	рублей
2) на улучшеніе часовъ при сейсмографахъ.....	150	"
3) на изготовленіе упрощеннаго пассажнаго инструмента.....	200	"
4) на покупку аккумуляторовъ и другихъ принадлежностей къ сейсмографу, предназначенному для сейсмической станціи въ г. Юрьевѣ.....	150	"
5) на приобрѣтеніе горизонтальныхъ маятниковъ Элерта для опытовъ князя Б. Б. Голицына и на принадлежности къ подвижной платформѣ.....	650	"
6) на изготовленіе полигонажей и чертежей, прилагаемыхъ къ статьѣ князя Б. Б. Голицына.....	500	"
7) на расходы по устройству новыхъ сейсмическихъ станцій 2-го разряда.....	750	"

Всего 3800 рублей

Одобрено.

§ 5.

Доложено о поѣздкѣ астронома И. И. Сикора въ Москву для устройства сейсмической станціи 2-го разряда при Константиновскомъ Межевомъ Институтѣ. Отношеніемъ отъ 10-го января за № 31 Директоръ Института В. Струве увѣдомилъ Сейсмическую Комиссію, что, вслѣдствіе незаконченности необходимыхъ построекъ, И. И. Сикора вмѣстѣ съ астро-

номомъ Института К. А. Цвѣтковымъ произвели лишь примѣрную установку сейсмографа; когда же будутъ закончены необходимыя постройки, астрономъ К. А. Цвѣтковъ можетъ установить маятники самостоятельно, такъ что вторичной командировки г. Сикора не потребуетъся.

Постановлено выдать астроному И. И. Сикора 77 руб. 50 коп. на расходы по командировкѣ его въ Москву.

§ 6.

Алтайскій Подъотдѣлъ Императорскаго Русскаго Географическаго Общества сообщаетъ, что за отъѣздомъ изъ г. Барнаула В. Н. Галанина метеорологическая станція, при которой предполагается установить сейсмографъ, еще не имѣетъ постоянного завѣдывающаго. Въ скоромъ времени Подъотдѣлъ передастъ завѣдываніе метеорологическою станціею врачу И. И. Лубяныхъ, который соглашается принять на себя и присмотръ за сейсмографомъ; ближайшее же завѣдываніе сейсмическими наблюденіями и опредѣленіе времени выразилъ согласіе принять на себя межевой инженеръ В. Н. Рубцовъ.

Подъотдѣлъ затрудняется сказать, удастся ли удовлетворительно установить сейсмографъ при помощи обѣщанной Комиссіею спеціальной инструкціи, и выражаетъ пожеланіе, чтобы въ Барнаулъ былъ командированъ опытный спеціалистъ для устройства сейсмической станціи, помѣщеніе для которой готово.

Постановлено просить профессора Г. В. Левицкаго составить спеціальную инструкцію для установки тяжелыхъ горизонтальныхъ маятниковъ системы Цѣльнера и послать ее Алтайскому Подъотдѣлу; если же гг. завѣдывающимъ станціею не удастся удовлетворительно установить и юстировать сейсмографъ, то Комиссіею, при первомъ удобномъ случаѣ, будетъ командированъ спеціалистъ для надлежащаго устройства сейсмической станціи въ Барнаулѣ.

§ 7.

Начальникъ Кавказскаго Горнаго Управленія сообщаетъ, что, вполнѣ признавая важное значеніе сейсмической станціи въ Пятигорскѣ, онъ лишенъ, однако, возможности оказать матеріальное содѣйствіе устройству этой станціи, за неимѣніемъ въ своемъ распоряженіи какихъ либо кредитовъ, изъ коихъ могла бы быть отпущена необходимая на означенный предметъ сумма.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 8.

Доложено отношеніе Министерства Народнаго Просвѣщенія отъ 15-го января 1905 года за № 794, на имя Августѣйшаго Президента Императорской Академіи Наукъ:

Государственный Совѣтъ, въ Департаментѣ Государственной Экономіи, рассмотрѣвъ представленіе Министра Народнаго Просвѣщенія о

кредитъ на расходы по участию Россіи въ Международной Сейсмологической Ассоціаціи, мнѣніемъ положилъ:

I. Отпускать изъ средствъ государственнаго казначейства, начиная съ 1904 г., въ теченіе двѣнадцати лѣтъ по одной тысячѣ четыреста семьдесятъ два рубля въ годъ на расходы по участию Россіи въ Международной Сейсмологической Ассоціаціи;

II. Вызываемый означенною въ отд. I мѣрою расходъ въ 1904 году отнести на остатки отъ назначеній по смѣтѣ Министерства Народнаго Просвѣщенія на тотъ годъ.

Государь Императоръ въ 3-й день сего января таковое мнѣніе Государственнаго Совѣта Высочайше утвердить соизволилъ и повелѣлъ исполнить.

Постановлено черезъ Министерство Иностранныхъ Дѣлъ увѣдомить Германскаго посла, графа Альвенслебена, о присоединеніи Россіи къ Международной Сейсмологической Ассоціаціи и просить Правленіе Академіи Наукъ сдѣлать распоряженіе о переводѣ 3200 марокъ въ легационную кассу въ Берлинѣ.

§ 9.

Рижское Общество Испытателей природы проситъ о доставленіи ему Извѣстій Сейсмической Комиссіи.

Постановлено исполнить желаніе Общества.

§ 10.

Профессоръ Г. В. Левицкій сообщаетъ, что членъ Комиссіи В. Н. Веберъ передалъ ему свѣдѣнія объ Андижанскомъ землетрясеніи, которыя имъ будутъ помѣщены въ Сейсмическомъ Бюллетенѣ Комиссіи.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 11.

Слѣдующія учрежденія и лица доставили свѣдѣнія о сейсмическихъ явленіяхъ:

а) Директоръ Иркутской Обсерваторіи — результаты сейсмическихъ наблюденій за іюнь — сентябрь 1904 г. въ Иркутской Обсерваторіи и на станціяхъ Красноярскъ, Кабанскъ и Чита, а также свѣдѣнія о землетрясеніяхъ, замѣченныхъ безъ приборовъ за то же время въ Восточной Сибири;

б) Академикъ М. А. Рыкачевъ — 2 письма инженера Стефаница о землетрясеніяхъ, наблюдавшихся имъ въ Тавризѣ въ концѣ 1904 года;

в) Директоръ Лоцманскаго и Маячнаго Вѣдомства Финляндіи — сообщеніе, что смотрителя финляндскихъ береговыхъ маяковъ не ощущали землетрясенія 10/23 октября 1904 года;

г) Главное Гидрографическое Управленіе — рапортъ Смотрителя Ленкоранскаго маяка о землетрясеніи 27-го декабря 1904 года.

Постановлено передать эти свѣдѣнія въ редакцію Сейсмическаго Бюллетеня.

Протоколъ засѣданія 4-го марта 1905 г.

Подъ предѣдательствомъ М. А. Рыкачева присутствовали Высочайше назначенные члены: А. П. Герасимовъ, князь Б. Б. Голицынъ, А. А. Иностранцевъ, А. П. Карпинскій, Г. В. Левицкій, И. И. Померанцевъ, М. А. Рыкачевъ, О. Н. Чернышевъ, Ю. М. Шокальскій и Э. В. Штеллингъ.

§ 12.

Прочтенъ и утвержденъ протоколъ предыдущаго засѣданія 28-го января 1905 года.

§ 13.

Департаментъ Народнаго Просвѣщенія, отношеніемъ отъ 19-го февраля за № 3405, сообщаетъ, что въ распоряженіе Правленія Императорской Академіи Наукъ открытъ по § 17 ст. 25 смѣты Министерства Народнаго Просвѣщенія 1905 г. кредитъ въ 1472 р. на расходы по участию Россіи въ Международной Сейсмологической Ассоціаціи.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 14.

Инспекторъ Н. А. Коростелевъ, въ отчетѣ о ревизіи метеорологическихъ станцій Семирѣченской области, сообщаетъ слѣдующія свѣдѣнія о сейсмическихъ наблюденіяхъ, производимыхъ на нѣкоторыхъ станціяхъ:

1) Въ г. Вѣрномъ полковникъ К. А. Ларіоновъ производитъ весьма внимательно и съ большимъ интересомъ сейсмическія наблюденія, для которыхъ служатъ: сейсмоскопъ Императорскаго Русскаго Географическаго Общества (работы Гербста), ртутный сейсмоскопъ Brassart'a и нѣсколько вертикальныхъ маятниковъ различной длины, подъ которыми насыпанъ песокъ. Всѣ эти приборы установлены на широкой доскѣ, помѣщающейся на деревянномъ столбѣ, врытомъ въ землю; столбъ нуждается въ ремонтѣ;

2) На метеорологической станціи въ г. Копалѣ, наблюдателемъ которой состоитъ К. Я. Яковлевъ, сейсмоскопъ Императорскаго Русскаго Географическаго Общества № 10 установленъ на каменномъ столбѣ, утвержденномъ въ почвѣ. Сейсмоскопъ дѣйствуетъ вообще исправно, но звонитъ только спустя 5 минутъ послѣ начала хода часовъ;

3) На метеорологической станціи въ Укрѣпл. Нарынскомъ, которою завѣдуетъ врачъ лазарета П. И. Хитринъ, сейсмоскопъ Императорскаго Русскаго Географическаго Общества № 11 не дѣйствуетъ; у прибора недостаетъ падающаго стержня и нѣкоторыхъ винтовъ.

Постановлено: предложить полковнику К. А. Маріонову необходимую сумму на постройку прочнаго каменнаго столба для установки сейсмоскоповъ, пригласить наблюдателя К. А. Яковлева въ Копалѣ сообщать Сейсмической Комиссіи свѣдѣнія о землетрясеніяхъ, и войти въ сношеніе съ завѣдывающимъ станціею въ Укрѣпл. Нарынскомъ относительно исправленія испорченнаго сейсмоскопа или замѣны послѣдняго однимъ изъ простыхъ сейсмоскоповъ, устроенныхъ профессоромъ Г. В. Левицкимъ.

§ 15.

Директоръ Тифлисской Обсерваторіи сообщаетъ, что нынѣ приступлено къ устройству сейсмической станціи при реальномъ училищѣ въ Дербентѣ, куда уже доставлены приборы, и гдѣ старшимъ наблюдателемъ П. Э. Штеллингомъ, совместно съ архитекторомъ, выбрано мѣсто для столбовъ, постройка которыхъ будетъ окончена въ скоромъ времени. Поэтому было бы желательно своевременно озаботиться соединеніемъ реальнаго училища телеграфнымъ проводомъ съ мѣстной телеграфной конторою и установкою въ училищѣ телеграфнаго аппарата для сигнализации времени, по примѣру прочихъ Кавказскихъ сейсмическихъ станцій. Директоръ С. В. Гласекъ обращается въ Сейсмическую Комиссію съ просьбою, не признаетъ ли она возможнымъ войти въ Главное Управленіе Почтъ и Телеграфовъ съ ходатайствомъ о разрѣшеніи этого вопроса.

Постановлено обратиться къ Начальнику Главнаго Управленія Почтъ и Телеграфовъ съ просьбою разрѣшить бесплатную передачу сигналовъ времени изъ Тифлисской Обсерваторіи въ реальное училище въ Дербентѣ и сдѣлать распоряженіе объ установкѣ телеграфнаго аппарата въ училищѣ и о соединеніи послѣдняго телеграфнымъ проводомъ съ мѣстной телеграфною конторою.

§ 16.

Директоръ Тифлисской Обсерваторіи представляетъ списокъ опечатокъ, вкравшихся въ № 1, 3 и 4 сейсмическаго бюллетеня Обсерваторіи 1904 года, и сообщаетъ, что имъ будутъ приложены всѣ усилія къ избѣжанію подобныхъ ошибокъ въ будущемъ. Далѣе, директоръ С. В. Гласекъ подробно излагаетъ порядокъ, принятый въ Тифлисской Обсерваторіи при обработкѣ сейсмограммъ и составленіи сейсмическаго бюллетеня, и представляетъ въ Комиссію примѣрныя таблицы за августъ 1904 года.

Что касается чувствительности тяжелыхъ маятниковъ, то въ прошломъ году она была значительно (вдвое противъ обыкновеннаго) увеличена на Кавказскихъ сейсмическихъ станціяхъ, вслѣдствіе чего нѣ-

сколько увеличилось число отмѣчаемыхъ маятниками отдаленныхъ землетрясеній. По регистраціи собственныхъ колебаній маятниковъ — въ началѣ сейсмограммъ — Обсерваторія слѣдитъ за тѣмъ, не измѣнилась ли ихъ продолжительность и если таковая съ теченіемъ времени оказывается больше или меньше 30 секундъ, то маятники соотвѣтственнымъ образомъ регулируются. Хотя Обсерваторія и слѣдитъ постоянно за исправнымъ состояніемъ сейсмографовъ на станціяхъ, она, однако, никакой отвѣтственности въ этомъ отношеніи взять на себя не можетъ, такъ какъ состояние приборовъ зависитъ главнымъ образомъ отъ вниманія и интереса гг. завѣдывающихъ станціями.

Постановлено передать профессору Г. В. Левицкому таблицы съ сейсмическими наблюденіями за августъ 1904 года.

§ 17.

Доложено, что различные заказанные Комиссіею приборы и чертежи въ настоящее время еще не готовы, такъ что пріемъ ихъ долженъ быть отложенъ на нѣкоторое время. Вслѣдствіе сего представляется нынѣ необходимымъ предназначенныя для уплаты деньги (см. пар. 4 протокола засѣданія Комиссіи 28 января с. г.) выдать подъ отчетъ лицамъ, уполномоченнымъ Комиссіею произвести расчетъ съ поставщиками.

Постановлено просить Правленіе Академіи сдѣлать распоряженіе о выдачѣ денегъ подъ отчетъ слѣдующимъ лицамъ:

- | | |
|---|-----------|
| 1) Профессору Г. В. Левицкому на пріобрѣтеніе 4 паръ маятниковъ, улучшение часовъ и изготовленіе пассажнаго инструмента | 1750 руб. |
| 2) Князю Б.Б. Голицыну на пріобрѣтеніе маятниковъ Элерта и принадлежностей къ подвижной платформѣ | 650 " |
| 3) Казначей В. А. Рышкову на чертежи, прилагаемые къ статьѣ князя Б.Б. Голицына, и на расходы по устройству сейсмическихъ станцій | 1160 " |

§ 18.

Секретарь Э. В. Штеллингъ испрашиваетъ разрѣшеніе на изданіе 1-го выпуска 2-го тома Извѣстій Сейсмической Комиссіи и указываетъ на затрудненія, возникшія въ послѣднее время при печатаніи протоколовъ, статей и бюллетеня.

Постановлено издать и разослать означенный выпускъ и сообщить г. Непремѣнному Секретарю Академіи, что редакція Извѣстій Сейсмической Комиссіи поручена Э. В. Штеллингу.

§ 19.

Секретарь Э. В. Штеллингъ доноситъ, что онъ подалъ прошеніе объ увольненіи его въ отпускъ по болѣзни на три мѣсяца, и проситъ поручить исполненіе обязанностей секретаря своему сослуживцу Э. Ю. Бергу, изъявившему согласіе на это.

Постановлено поручить Э. Ю. Бергу исполнение обязанностей секретаря Комиссии на время отсутствия Э. В. Штеллинга и пригласить его участвовать въ слѣдующихъ засѣданіяхъ Комиссии.

§ 20.

Доложено сообщеніе Императорскаго Россійскаго Вице-Консула В. Иванова о легкихъ землетрясеніяхъ, наблюдавшихся имъ въ Баязидѣ 11-го и 12-го января сего года.

Постановлено благодарить Вице-Консула В. Иванова, а сообщеніе его передать въ редакцію Сейсмическаго Бюллетеня.

§ 21.

Слѣдующія учрежденія доставили свѣдѣнія о сейсмическихъ явленіяхъ:

- а) Ташкентская Обсерваторія — ежемѣсячныя свѣдѣнія о землетрясеніяхъ, отмѣченныхъ въ Ташкентѣ за сентябрь и октябрь 1904 года;
 - б) Тифлисская Обсерваторія — Ежемѣсячный Сейсмическій Бюллетень за октябрь и ноябрь 1904 года.
-

Протоколъ засѣданія 8-го апрѣля 1905 г.

Подъ предсѣдательствомъ О. А. Баклунда присутствовали Высочайше назначенные члены Комиссіи: А. П. Герасимовъ, А. П. Карпинскій, Г. В. Левицкій, И. И. Померанцевъ, М. А. Рыкачевъ, Ѳ. Н. Чернышевъ, Ю. М. Шокальскій, Э. В. Штеллингъ и приглашенные на засѣданіе Э. Ю. Бергъ и Э. Г. Розенталь.

§ 22.

Прочтенъ и утвержденъ протоколъ предыдущаго засѣданія 4-го марта 1905 г.

§ 23.

Академикъ М. А. Рыкачевъ прочелъ докладъ о перерывахъ въ записяхъ магнитографа въ Константиновской Обсерваторіи въ Павловскѣ и въ Екатеринбургской магнитно-метеорологической Обсерваторіи, вызванныхъ Индійскимъ землетрясеніемъ 22 марта (4 апрѣля) с. г. — Профессоръ Г. В. Левицкій сообщилъ о значительныхъ сейсмическихъ возмущеніяхъ, отмѣченныхъ сейсмографомъ въ Юрьевѣ за тотъ же день.

Замѣтки М. А. Рыкачева и Г. В. Левицкаго напечатаны въ приложеніи къ сему протоколу.

§ 24.

Доложено сообщеніе г. Директора Екатеринбургской Обсерваторіи Г. Ф. Абельса, что онъ съ удовольствіемъ согласенъ принять на себя установку и уходъ за сейсмографомъ. Къ сожалѣнію, однако, Екатеринбургская Обсерваторія не располагаетъ необходимымъ для этой цѣли помѣщеніемъ, въ виду чего пришлось бы построить особый домикъ.

Постановлено сообщить Директору Г. Ф. Абельсу, что Сейсмическая Комиссія могла бы предоставить въ его распоряженіе 300 руб. на расходы по постройкѣ помѣщенія для сейсмографа, если онъ найдетъ возможнымъ изыскать средства на покрытіе остальной части расходовъ на этотъ предметъ.

§ 25.

Профессоръ Кіевского Университета Р. Ф. Фогель сообщилъ, что онъ согласенъ взять на себя устройство и завѣдываніе сейсмическою станціею при Кіевской Астрономической Обсерваторіи. Приборъ будетъ

установленъ въ подвалѣ, имѣющемся подъ меридіаннымъ заломъ. Суточные колебанія температуры въ этомъ сухомъ и хорошо защищенномъ подвалѣ совершенно ничтожны. Профессоръ Р. Ф. Фогель предлагаетъ замѣнить нынѣ употребляемую закопченную бумагу особо приготовленною мѣловою бумагою.

Постановлено перевести въ распоряженіе профессора Фогеля 150 рублей на расходы по установкѣ маятниковъ и просить профессора Г. В. Левицкаго отправить въ Кіевъ имѣющіеся у него тяжелые горизонтальные маятники системы Цельнера. Что-же касается до предложенной мѣловой бумаги, то положено извѣстить профессора Фогеля, что она, по произведеннымъ опытамъ, оказалась непригодною, такъ какъ она оказываетъ слишкомъ значительное сопротивленіе движенію пера, превосходящее въ нѣсколько разъ сопротивленіе закопченной бумаги.

§ 26.

Профессоръ Ѳ. Я. Капустинъ извѣстилъ Комиссію о полной готовности устроить сейсмическую станцію при Томскомъ Университетѣ, согласно предложенію Сейсмической Комиссіи. По ходатайству профессора Капустина Правленіемъ Томскаго Университета уже отведено помѣщеніе подъ физическимъ кабинетомъ въ подвальномъ этажѣ Главнаго Университетскаго зданія, находящагося на разстояніи 80 саж. отъ проезжей Садовой улицы. Такъ какъ физическій кабинетъ Университета имѣетъ въ своемъ распоряженіи астрономическій теодолитъ Гильдебранда и 2 столовыхъ хронометра, то точность опредѣленія времени обеспечена. — Профессоръ Капустинъ просилъ прислать ему контактные часы, снабженные маятникомъ Рифлера, какъ имѣющіе лучшій ходъ, и доставить ему планъ расположенія столбовъ для установки маятниковъ. — Въ виду того, что приспособленіе подвального помѣщенія требуетъ нѣкоторыхъ расходовъ, профессоръ Капустинъ проситъ перевести ему авансомъ 200 руб. на необходимыя работы по установкѣ приборовъ.

Кромѣ того профессоръ Капустинъ предлагаетъ свои услуги для собранія свѣдѣній о землетрясеніяхъ въ предѣлахъ Томской губерніи и для этой цѣли проситъ снабдить его достаточнымъ запасомъ вопросовъ листовъ.

Постановлено перевести въ распоряженіе профессора Ѳ. Я. Капустина 200 рублей и просить профессора Г. В. Левицкаго отправить въ Томскъ пару тяжелыхъ горизонтальныхъ маятниковъ Цельнера и часы съ маятникомъ Рифлера. Сдѣлано распоряженіе о высылкѣ профессору Капустину запаса вопросовъ листовъ для собранія свѣдѣній о землетрясеніяхъ.

§ 27.

Инженеръ А. Г. Эрнъ на предложеніе Сейсмической Комиссіи сообщилъ, что онъ оставилъ службу на Кедабекскомъ заводѣ и поэтому лишенъ возможности взять на себя устройство сейсмической станціи.

Вмѣстѣ съ этимъ онъ извѣщаетъ, что управляющій заводомъ г. Кёлле, вѣроятно не откажетъ въ содѣйствіи къ устройству сейсмической станціи въ Кедабекѣ, если Комиссія обратится къ нему съ соотвѣтствующимъ предложеніемъ.

Академикъ Ѳ. Н. Чернышевъ выразилъ готовность навести предварительно справку о томъ, можно ли считать достаточно обезпеченнымъ существованіе предполагаемой сейсмической станціи при Кедабекскомъ заводѣ.

§ 28.

Въ отвѣтъ на предложеніе Комиссіи устроить въ Чарджуѣ сейсмическую станцію подполковникъ А. Д. Давыдовъ указываетъ на затрудненія, съ которыми сопряжено производство сейсмическихъ наблюденій на Чарджуйской астрономической станціи, вслѣдствіе значительнаго разстоянія послѣдней отъ его мѣста жительства и вслѣдствіе неблагоприятныхъ почвенныхъ условій.

И. И. Померанцевъ предложилъ пригласить на слѣдующее засѣданіе подполковника Н. А. Медзвѣцкаго, знакомаго съ мѣстными условіями въ Чарджуѣ.

Одобрено.

§ 29.

Доложено, что М. А. Рыкачевъ по порученію Сейсмической Комиссіи обратился къ г. Начальнику Главнаго Управленія Почтъ и Телеграфовъ съ просьбою сдѣлать распоряженіе о соединеніи реального училища въ Дербентѣ съ мѣстной телеграфною конторою и разрѣшить безплатную передачу сигналовъ времени съ Тифлисской Обсерваторіи на сейсмическую станцію при Дербентскомъ реальномъ училищѣ. Г. Начальникъ Главнаго Управленія Почтъ и Телеграфовъ сообщилъ, что къ исполненію этой просьбы препятствій не встрѣчается, но предварительно соотвѣтствующихъ распоряженій просить сообщить ему данныя о способѣ и времени пользованія телеграфными проводами для передачи означенныхъ сигналовъ.

Постановлено сообщить г. Начальнику Главнаго Управленія Почтъ и Телеграфовъ желаемыя свѣдѣнія и просить его предоставить выборъ времени и способа передачи сигналовъ взаимному соглашенію Директора Тифлисской Физической Обсерваторіи и Начальника Кавказскаго Почтово-Телеграфнаго Округа.

§ 30.

Второй Департаментъ Министерства Иностранныхъ Дѣлъ увѣдомляетъ о полученіи чека на сумму 3200 марокъ, подлежащихъ передачѣ въ Международную Сейсмологическую Ассоціацію на расходы по участію Россіи въ названной Ассоціаціи, присовокупляя, что чекъ отправленъ въ Императорское Россійское Посольство въ Берлинѣ 31-го марта с. г. очереднымъ курьеромъ Министерства.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 31.

Г. Директоръ Пятигорской гимназіи сообщаетъ (см. § 69 протокола засѣданія 29-го октября 1904 г.), что переданные ему 400 руб. для устройства сейсмической станціи, хранившихся до сихъ поръ депозитомъ въ Пятигорскомъ Казначействѣ, нынѣ перечислены въ ресурсы Казны. Эта сумма записана въ статью прихода за № 1769.

Постановлено возбудить ходатайство объ открытіи кредита въ 400 рублей взаимѣнъ возвращенной Казнѣ равной суммы.

§ 32.

Доложено о расходахъ, произведенныхъ изъ кредита въ 9850 рублей, ассигнованнаго на содержаніе Сейсмической Комиссіи въ 1904 году.

1) Приобрѣтеніе инструментовъ и содержаніе сейсмическихъ станцій 2-го разряда	4217 руб. 66 коп.		
2) Содержаніе сейсмической станціи 1-го разряда въ г. Юрьевѣ	1400	"	— "
3) Редакція Сейсмическаго Бюллетеня	900	"	— "
4) Изданія Сейсмической Комиссіи	1341	"	20 "
5) Разъѣзды профессора Г. В. Левицкаго	400	"	— "
6) Жалованье секретарю Сейсмической Комиссіи	600	"	— "
7) Канцелярскіе, почтовые и разные мелкіе расходы ..	341	"	14 "
8) На пару маятниковъ Элерта и другіе приборы для опытовъ князя Б. Б. Голицына	650	"	— "
Итого		9850 руб. — коп.	

Принято къ свѣдѣнію.

§ 33.

Э. В. Штеллингъ представилъ отъ имени F. D. Montessus de Ballore экземпляръ напечатаннаго труда: „La Roumanie et la Bessarabie sismiques“, въ которомъ авторъ сопоставилъ свѣдѣнія о землетрясеніяхъ, наблюдавшихся въ Румыніи и въ Бессарабіи, начиная съ XV столѣтія до 1902 года.

На приложенныхъ къ труду картахъ изображено географическое распредѣленіе землетрясеній въ этихъ странахъ; изъ него явствуется, что эпицентры мѣстныхъ землетрясеній главнымъ образомъ группируются около линіи, соединяющей Букарестъ съ Кишиневомъ. Въ виду этого представляется весьма желательнымъ устроить въ Кишиневѣ сейсмическую станцію II разряда и принять мѣры къ собиранію по возможности полныхъ свѣдѣній о землетрясеніяхъ въ Бессарабской губерніи.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 34.

Предсѣдатель Комиссіи академикъ О. А. Баклундъ указалъ на необходимость учрежденія особаго исполнительнаго органа Сейсмической

Комиссии, обеспечивающего болѣе успѣшное и правильное развитіе дѣятельности Комиссии.

Постановлено поручить разработку этого важнаго вопроса подкомиссии въ составъ которой вошли О. А. Баклундъ, М. А. Рыкачевъ, И. И. Померанцевъ, Ѳ. Н. Чернышевъ и Ю. М. Шокальскій.

§ 35.

Должено о полученіи слѣдующихъ свѣдѣній о сейсмическихъ явленіяхъ:

а) отъ Иркутской Обсерваторіи — свода сейсмическихъ наблюденій Обсерваторіи и вспомогательныхъ станцій за послѣднюю четверть 1904 года.

б) отъ Тифлисской Обсерваторіи — ежемѣсячнаго бюллетеня за декабрь 1904 года.

*Приложение I къ § 23 протокола засѣданія Сейсмической Комиссии
8-го апрѣля 1905 года.*

По поводу землетрясенія въ Лагорѣ.

Замѣтка М. А. Рыкачева.

Землетрясеніе, разразившееся 22 марта (4 апрѣля) въ Индіи, сопровождавшееся разрушеніемъ многихъ городовъ и тысячами человѣческихъ жертвъ, распространялось, какъ видно изъ газетъ на огромное протяженіе. Оно отразилось и на записяхъ магнитографовъ какъ Константиновской Обсерваторіи въ Павловскѣ, такъ и Екатеринбургской Обсерваторіи.

Въ Лагорѣ ($\varphi = 31^{\circ} 34' N$, $\lambda = 74^{\circ} 20' E$, $H = 214$ м.), какъ сообщаетъ телеграфъ, всего было замѣчено 11 ударовъ въ теченіе 3 минутъ, причемъ начало землетрясенія было 22 марта (4 апрѣля) въ 6 ч. 10 м. утра; этотъ моментъ соотвѣтствуетъ $3^h 14,6^m$ у. времени Константиновской Обсерваторіи въ Павловскѣ. Въ этой послѣдней землетрясеніе обнаружилось наиболѣе отчетливо колебаніями магнита на кривой склоненія въ $3^h 17-18^m$ утра и на кривой двунитнаго прибора въ $3^h 19-20^m$ утра; болѣе слабыя колебанія были отмѣчены на кривой одонитнаго прибора въ $3^h 23-24^m$ утра, а въ кривой двунитнаго магнитографа первый очень слабый слѣдъ землетрясенія могли замѣтить въ $3^h 5^m$ утра, а послѣдній въ $3^h 26^m$ утра. На Лойдовыхъ вѣсахъ никакихъ признаковъ нарушенія правильнаго хода кривой не обнаружено.

Слѣдовательно нашъ магнитографъ обнаружилъ у насъ слабое колебаніе почвы за 5 минутъ до разрушительнаго землетрясенія въ Лагорѣ. Самый сильный толчекъ обнаруженный магнитографомъ, по сообщенію В. Х. Дубинскаго, въ $3^h 19^m$ соотвѣтствуетъ вѣроятно отмѣченному началу разрушительнаго землетрясенія въ Лагорѣ; если это такъ и если время наблюденія въ Лагорѣ указано вѣрно, сотрясеніе передалось въ Павловскъ, т. е. на разстояніе въ 4000 километровъ въ 4,4 минуты со скоростью 820 километровъ въ минуту. Этотъ первый приближенный выводъ впрочемъ нельзя признать надежнымъ, такъ какъ нельзя положиться на точное указаніе времени землетрясенія въ Лагорѣ.

Для болѣе точнаго опредѣленія скорости передачи сотрясенія необходимо подождать полученія записей сейсмографовъ изъ Индіи и изъ другихъ странъ.

Изъ Екатеринбургa директоръ Магнитной Обсерваторіи Г. Ф. Абельсъ сообщаетъ что всѣ три магнитографа показали въ 5' 10" утра колебанія магнита, которыя слѣдуетъ приписать Индійскому землетрясенію. — Въ Павловскѣ Лойдовые вѣсы оставались спокойны, между тѣмъ какъ въ Екатеринбургѣ именно этотъ магнитографъ наиболѣе отчетливо обнаружилъ сотрясеніе почвы. Время, отмѣченное въ Екатеринбургѣ соотвѣтствуетъ 3' 9" по времени Константиновской Обсерваторіи, слѣдовательно начало колебаній почвы и въ Екатеринбургѣ отмѣчено ранѣе разрушительнаго удара въ Лагорѣ.

Время самаго сильнаго толчка въ Екатеринбургѣ не указано. Второе землетрясеніе съ Индіи, отмѣченное 29 марта (11 апрѣля) вечеромъ, не было обнаружено на записяхъ нашихъ магнитографовъ.

*Приложеніе II къ § 23 протокола засѣданія Сейсмической Комиссіи
8-го апрѣля 1905 года.*

**Наблюденія Лагорскаго землетрясенія 4 апрѣля 1905 г.
въ Юрьевѣ.**

Замѣтка Г. В. Левицкаго.

Колебанія горизонтальныхъ маятниковъ, вызванныя въ Юрьевѣ Лагорскимъ землетрясеніемъ 4 апрѣля 1905 г., принадлежать къ числу значительнѣйшихъ изъ всѣхъ тѣхъ подобныхъ же колебаній, какія мнѣ приходилось наблюдать съ 1893 года. Точное опредѣленіе максимальной амплитуды размаховъ маятниковъ, не снабженныхъ успокоителями, для этого, какъ и для другихъ весьма сильныхъ землетрясеній, по фотограммѣ сдѣлать невозможно, вслѣдствіе исчезновенія слѣдовъ быстро движущихся при этомъ по фотографической бумагѣ свѣтящихся точекъ отъ зеркалъ маятниковъ. Но, судя по амплитудамъ до и послѣ исчезновенія слѣдовъ свѣтящихся точекъ, а также по общей продолжительности колебаній маятниковъ, землетрясеніе 4 апрѣля 1905 г. было, такъ сказать, одинаковаго порядка, по силѣ своей, съ Индійскимъ же землетрясеніемъ 12 іюня 1897 г.

Колебанія маятниковъ во время Лагорскаго землетрясенія начались въ Юрьевѣ почти при полномъ покоѣ маятниковъ, почему моменты начала колебаній, благодаря также значительной длинѣ часа на фотограммахъ для новаго регистрирнаго аппарата (около 36 см.), могли быть опредѣлены съ большою точностью. Эти моменты, выраженные въ средне-европейскомъ времени, суть:

4 апр. 1905.

М а я т н и к ъ	
въ I верт.	въ меридіанѣ.
1 ^h 57 ^m 54 ^s	1 ^h 57 ^m 50 ^s .

Моменты слѣдующей фазы, усиленія колебаній, суть:

2 ^h 4 ^m 0 ^s	2 ^h 4 ^m 57 ^s ,
--	---

при чемъ для маятника въ первомъ вертикалѣ этотъ моментъ почти также надеженъ, какъ и предыдущій, вслѣдствіе рѣзкаго возрастанія амплитуды

колебаній. Моментъ фазы наибольшаго размаха, равно какъ амплитуду этого размаха, для перваго изъ маятниковъ, вслѣдствіе значительности его колебаній, опредѣлить нельзя. Первый максимумъ для этого маятника, при полной амплитудѣ въ 80 мм., имѣлъ мѣсто въ $2^h 5^m 5^s$. Маятникъ въ меридіанѣ достигъ наибольшаго размаха, повидимому, въ $2^h 17^m$, при амплитудѣ въ 328 мм. Общая продолжительность колебаній Юрьевскихъ маятниковъ отъ Лагорскаго землетрясенія составляетъ около 5 часовъ.

Приблизительно за $3\frac{1}{2}$ часа до начала вышеприведенныхъ колебаній, оба маятника въ Юрьевѣ отмѣтили слабое землетрясеніе въ слѣдующіе моменты:

3 апрѣля 1905.

$22^h 22^m 7^s$ $22^h 22^m 9^s$.

Возможно, что это слабое землетрясеніе находится въ связи съ Лагорскимъ.

Протоколъ засѣданія 3-го мая 1905 года.

Подъ предсѣдательствомъ О. А. Баклунда присутствовали Высочайше назначенные члены: А. П. Герасимовъ, князь Б. Б. Голицынъ, А. П. Карпинскій, Г. В. Левицкій, И. И. Померанцевъ, М. А. Рыкачевъ, О. Н. Чернышевъ и приглашенные на засѣданіе: директоръ Кавказскихъ Минеральныхъ Водъ Д. Л. Ивановъ, подполковникъ Н. А. Медзвѣцкій и и. д. секретаря Комиссіи Э. Ю. Бергъ.

§ 36.

Прочтенъ и утвержденъ протоколъ предыдущаго засѣданія 8-го апрѣля 1905 года.

§ 37.

Приглашенный на засѣданіе г. директоръ Кавказскихъ Минеральныхъ Водъ Д. Л. Ивановъ заявилъ полное согласіе оказать свое содѣйствіе при устройствѣ въ Пятигорскѣ сейсмической станціи. При обсужденіи вопроса о выборѣ подходящаго мѣста для установки приборовъ выяснилось, что устройство сейсмической станціи въ паркѣ при химической лабораторіи казалось бы наиболѣе цѣлесообразнымъ, въ виду того, что приборы находились бы подъ постояннымъ надзоромъ химиковъ лабораторіи, которымъ могъ бы быть порученъ уходъ за приборами. По мнѣнію Д. Л. Иванова, сейсмографы могли бы быть установлены въ подвалѣ химической лабораторіи, но онъ счелъ необходимымъ предварительно узнать на мѣстѣ, насколько условія въ подвалѣ лабораторіи удовлетворяютъ требованіямъ для надлежащей установки и исправнаго дѣйствія инструментовъ, о чемъ онъ обѣщалъ сообщить Сейсмической Комиссіи.

Выразивъ Д. Л. Иванову живѣйшую благодарность за обѣщанное имъ содѣйствіе, Комиссія постановила отложить устройство станціи въ Пятигорскѣ до полученія отзыва Д. Л. Иванова.

§ 38.

По вопросу объ устройствѣ сейсмической станціи въ Чарджуѣ Комиссія выслушала подробное сообщеніе г. подполковника Н. А. Медзвѣцкаго о мѣстныхъ условіяхъ какъ въ г. Чарджуѣ, такъ и на Чарджуйской астрономической станціи, находящейся въ 10 верстахъ отъ города.

Убѣдившись изъ этого сообщенія, что уходъ за приборами, установленными при астрономической станціи, сопряженъ съ слишкомъ боль-

шими затрудненіями и неудобствами для завѣдывающаго станціей, живущаго въ г. Чарджуѣ, а устройство сейсмической станціи въ самомъ городѣ потребовало бы довольно значительныхъ расходовъ по сооруженію особаго помѣщенія для приборовъ, Комиссія рѣшила пока отложить вопросъ объ организаціи сейсмическихъ наблюденій въ Чарджуѣ.

Постановлено объ этомъ рѣшеніи извѣстить г. подполковника А. Давыдова, завѣдывающаго Чарджуйской астрономической станціей, и выразить ему благодарность Комиссіи за его готовность взять на себя трудъ по завѣдыванію сейсмическою станціей.

§ 39.

Академикъ О. А. Баклундъ сообщилъ, что подкомиссія, избранная для обсужденія вопроса объ учрежденіи должности постоянного руководителя и производителя сейсмическихъ работъ, (см. § 34 протокол. засѣданія 8 апрѣля 1905 г.), въ засѣданіи 27 апрѣля пришла къ слѣдующимъ заключеніямъ:

1) изъ представленнаго г. Секретаремъ Комиссіи краткаго обзора предстоящихъ въ ближайшемъ будущемъ расходовъ видно, что Сейсмическая Комиссія не имѣетъ возможности гарантировать ежегодно даже одну тысячу рублей на вознагражденіе постоянного сотрудника, хотя таковая сумма далеко не соотвѣтствуетъ труду, который придется ему производить.

2) Вслѣдствіе этого подкомиссія полагаетъ, что разсмотрѣніе этого вопроса необходимо отложить до времени болѣе благопріятнаго въ матеріальномъ отношеніи.

Одобрено.

§ 40.

Доложено, что г. Начальникъ Главнаго Управленія Почтъ и Телеграфовъ извѣстилъ г. Директора Николаевской Главной Физической Обсерваторіи академика М. А. Рыкачева о томъ, что онъ сдѣлалъ распоряженіе объ установкѣ въ Дербентскомъ реальномъ училищѣ телеграфнаго аппарата и соединеніи его съ мѣстной почтово-телеграфною конторою для бесплатной передачи по телеграфнымъ проводамъ сигналовъ времени изъ Тифлисской Физической Обсерваторіи на сейсмическую станцію при названномъ училищѣ въ Дербентѣ.

Постановлено выразить благодарность Комиссіи г. Начальнику Главнаго Управленія Почтъ и Телеграфовъ.

§ 41.

Сообщено о полученіи отъ г. Завѣдывающаго Ташкентской Обсерваторіей подлинныхъ сейсмограммъ за ноябрь и декабрь 1904 года.

Протоколъ засѣданія 19-го августа 1905 г.

Подъ предсѣдательствомъ М. А. Рыкачева присутствовали Высочайше назначенные члены Комиссiи: князь Б. Б. Голицынъ, А. А. Иностранцевъ, Г. В. Левицкій, И. И. Померанцевъ, Ѳ. Н. Чернышевъ и Э. В. Штеллингъ.

§ 42.

Прочтенъ и утвержденъ протоколъ предыдущаго засѣданія 3-го мая 1905 г.

§ 43.

Доложено о землетрясеніяхъ, ощущавшихся 26-го іюня и 10-го іюля въ значительной части Западной и Восточной Сибири и сопровождавшихся сильными разрушеніями въ сѣверной Монголіи, гдѣ, повидимому, находились эпицентры этихъ землетрясеній. Телеграммою на имя академика М. А. Рыкачева директоръ Иркутской Обсерваторіи А. В. Вознесенскій выразилъ желаніе произвести на мѣстѣ изслѣдованія землетрясеній, требующія расхода около восьмисотъ рублей.

Постановлено отпустить А. Вознесенскому 800 рублей на поѣздку въ Монголію для изслѣдованія землетрясеній и сообщить, что этотъ кредитъ, къ сожалѣнію, не можетъ быть увеличенъ.

§ 44.

Академикъ М. А. Рыкачевъ сообщилъ, что въ записяхъ магнитографа Константиновской Обсерваторіи въ Павловскѣ землетрясеніе 10/23 іюля оставило ясные слѣды въ видѣ размытостей, которыя замѣтны на кривыхъ трехъ магнитометровъ въ слѣдующіе моменты по среднему мѣстному времени:

- а) на кривой бифилира въ 5^ч 5^м а и 5^ч 7^м — 5^ч 31^м а.
- б) " Лойдовыхъ вѣсовъ въ 5^ч 11^м — 5^ч 14^м и 5^ч 18^м а.
- в) " унифиляра въ 5^ч 7^м, 9^м—16^м, 18^м—20^м и 23^м—26^м.

Въ тотъ же день, при производствѣ наблюденій большимъ пассажнымъ инструментомъ, установленнымъ въ Астрономической Обсерваторіи въ Пулковѣ въ первомъ вертикалѣ, астрономъ Ѳ. Витрамъ замѣтилъ большія колебанія уровня, которыя несомнѣнно также вызваны

отдаленнымъ землетрясеніемъ, ощущавшимся въ это время въ Монголіи и Сибири. По наблюденіямъ Ө. Витрама, представленнымъ Комиссіи академикомъ М. А. Рыкачевымъ, колебанія показаній уровня въ разные моменты достигали слѣдующихъ размѣровъ.

Пулково 1905. Іюля 22. ☉

Колебанія показаній уровня б. пассажнаго инструмента въ 1 вертикалѣ. $1^p = 0.85$.

Звѣздное время.	Ампли- туда.	Звѣздное время.	Ампли- туда.	Звѣздное время.	Ампли- туда.
$1^h 8^m 4$	5^p	$1^h 20^m$	$3^p 5$	$1^h 35^m$	$0^p 5$
9	10	21	6	36	1
10	5	22	2	38	1.5
11	5	23	3	39	0.5
12	4	24	4	40	0.5
13	7.5	25	1.5	41	0.3
14	3.5	26	3	42	} 0.2—0.1
15	3	27	2	43	
16	4.5	28	1.5	44	
17	2	30	1.5	45	
18	6	31	1.5	46	
19	3.5	32	1	53	
				$2^h 0^m$	

Принято къ свѣдѣнію.

§ 45.

Доложено напечатанное въ приложеніи къ сему протоколу письмо Германскаго Посла графа Альвенслебена на имя г. Министра Иностранныхъ Дѣлъ. Сообщая о предложенныхъ Международной Ассоціаціей Академій измѣненіяхъ нѣкоторыхъ параграфовъ устава Международной Сейсмологической Ассоціаціи, графъ Альвенслебенъ приглашаетъ назначить русскихъ делегатовъ на международную конференцію, которая соберется въ Берлинѣ 2/15 августа для обсужденія предложеній Международной Ассоціаціи Академій.

Такъ какъ письмо Германскаго Посла передано въ Сейсмическую Комиссію лишь 4/17 августа, то Комиссія, къ сожалѣнію, была лишена возможности своевременно возбудить ходатайство о командировкѣ русскихъ делегатовъ на международную сейсмическую конференцію въ Берлинѣ.

§ 46.

Тифлисская Физическая Обсерваторія, отношеніемъ отъ 28 іюня за № 2072, сообщаетъ, что съ 11/24 марта начала функционировать сейсмическая станція при Реальномъ Училищѣ въ Дербентѣ. На приспо-

собленіе помѣщенія и устройство столбовъ для сейсмографа Училищемъ израсходовано заимообразно 97 рублей 86 коп., которые подлежатъ возврату. Одновременно Тифлисская Обсерваторія проситъ ассигновать 200 рублей на содержаніе вновь открытой сейсмической станціи въ Дербентѣ и на обработку ея сейсмограммъ, причемъ Обсерваторія въ такомъ случаѣ приметъ на себя также расходы по командировкѣ старшаго наблюдателя П. Э. Штеллинга для установки маятниковъ.

Постановлено возвратить 97 рублей 86 коп. Реальному Училищу въ Дербентѣ и перевести 200 рублей въ распоряженіе директора Тифлисской Физической Обсерваторіи.

§ 47.

Доложено, что лаборантъ Физическаго Кабинета Императорской Академіи Наукъ И. И. Вилипъ и механикъ Г. Мазингъ были командированы въ Юрьевъ, чтобы помочь академику князю Б. Б. Голицыну при установкѣ построенныхъ по его указаніямъ горизонтальныхъ маятниковъ съ электрическимъ затуханіемъ.

Постановлено выдать гг. Вилипу и Мазингу по 50 рублей на расходы по поѣздкѣ въ Юрьевъ.

§ 48.

Профессоръ Г. В. Левицкій сообщилъ, что бывшій ассистентъ его И. И. Сикора, принимавшій до сихъ поръ весьма дѣятельное и плодотворное участіе въ работахъ по изданію Бюллетеня Сейсмической Комиссіи, оставилъ службу при Юрьевской Обсерваторіи, вслѣдствіе назначенія на должность астрофизика Ташкентской Обсерваторіи. На мѣсто И. И. Сикора профессоромъ Г. В. Левицкимъ приглашенъ А. Я. Орловъ, зарекомендовавшій себя работами по сейсмологіи, исполненными имъ въ Обсерваторіи Гёттингенскаго Университета подъ руководствомъ профессора Вихерта.

Постановлено выдать А. Я. Орлову 50 рублей на расходы по перѣзду въ Юрьевъ и просить астрофизика И. И. Сикора не отказать въ дальнѣйшемъ участіи въ трудахъ Сейсмической Комиссіи, въ особенности при собираніи точныхъ свѣдѣній о землетрясеніяхъ въ Туркестанѣ.

§ 49.

Доложено ходатайство отставного полковника К. А. Ларіонова о выдачѣ ему авансомъ 70 рублей на расходы по постройкѣ каменнаго столба для установки имѣющихся у него сейсмоскоповъ, а также на починку этихъ послѣднихъ (ср. пар. 14 п. 1 протокола засѣданія 4-го марта 1905 г.); кромѣ того К. А. Ларіоновъ проситъ снабдить его принадлежностями для 6 гальваническихъ элементовъ.

Признавая расходъ въ 70 рублей на установку сейсмоскоповъ недостаточной чувствительности непроезводительнымъ, Комиссія постано-

вила предложить полковнику Ларіонову принять на себя уходъ за тяжелыми горизонтальными маятниками, которыми онъ могъ бы быть снабженъ Ташкентскою Обсерваторіею, въ которой безъ употребленія хранятся 5 маятниковъ. Въ случаѣ согласія полковника Ларіонова на устройство правильной сейсмической станціи въ г. Вѣрномъ, Комиссія могла бы ассигновать сто рублей на расходы по устройству необходимыхъ столбовъ и отпускать ежегодно по 150 рублей на содержаніе станціи.

§ 50.

Завѣдывающій физическою Лабораторіею Технологическаго Института въ Томскѣ, профессоръ А. И. Ефимовъ, сообщилъ въ письмѣ на имя Предсѣдателя Комиссіи О. А. Баклунда, что при постройкѣ Лабораторіи Института онъ имѣлъ въ виду одно изъ помѣщеній подвального этажа отвести для сейсмическихъ наблюденій. Присылая описаніе и фотографическіе снимки помѣщенія, предназначеннаго для сейсмической станціи, профессоръ А. И. Ефимовъ проситъ сообщить, представляется ли послѣ организаціи сейсмической станціи при Физическомъ Кабинетѣ Университета желательнымъ устройство еще второй сейсмической станціи въ г. Томскѣ, снабженной сейсмографами иной конструкціи.

Въ виду того, что станція при Физическомъ Кабинетѣ Университета будетъ снабжена тяжелыми горизонтальными маятниками, отмѣчающими преимущественно мѣстныя землетрясенія и болѣе сильныя сейсмическія возмущенія, Комиссія полагаетъ, что устройство второй станціи въ Томскѣ имѣло бы научное значеніе лишь въ томъ случаѣ, если бы на ней былъ установленъ сейсмографъ большой чувствительности, предназначенный главнымъ образомъ для регистраціи микросейсмическихъ явленій и отдаленныхъ землетрясеній.

Изъ сообщенныхъ профессоромъ А. И. Ефимовымъ свѣдѣній явствуетъ однако, что мѣстныя условія въ Лабораторіи Технологическаго Института менѣе выгодны для точныхъ сейсмическихъ наблюденій, чѣмъ условія въ Физическомъ Кабинетѣ Университета; сверхъ того въ самомъ зданіи Лабораторіи установлена динамомашинка съ моторомъ, которые представляютъ источникъ вибрацій, отзывающихся весьма вредно на точности записей сейсмографовъ. Въ виду вышеизложенныхъ обстоятельствъ, Комиссія не рекомендуетъ устройства сейсмической станціи при Лабораторіи Технологическаго Института въ Томскѣ.

§ 51.

Второй Департаментъ Министерства Иностранныхъ Дѣлъ препровождаетъ подлинную ноту Помощника Германскаго Статсъ-Секретаря по иностраннымъ дѣламъ отъ 13/26 апрѣля с. г., увѣдомляющаго о полученіи 3200 марокъ, причитающихся съ Императорскаго Русскаго Правительства въ 1905 году за участіе въ Международной Сейсмологической Ассоціаціи.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 52.

Экспедиція Заготовленія Государственныхъ Бумагъ представляетъ 2 счета всего на 530 рублей 24 коп. за отпечатаніе таблицъ къ статьѣ князя Б. Б. Голицына.

Постановлено сдѣлать распоряженіе объ уплатѣ счетовъ.

§ 53.

Представленъ счетъ механика Боша въ Страссбургѣ на 172 мар. за изготвленіе и доставку запасныхъ барабановъ для тяжелыхъ горизонтальныхъ маятниковъ, заказанныхъ Комиссіею для Кавказскихъ станцій.]

Постановлено уплатить механику Бошу слѣдующія ему деньги.

§ 54.

Слѣдующія учрежденія доставили свѣдѣнія о сейсмическихъ явленіяхъ:

- а) Ташкентская Обсерваторія — подлинныя сейсмограммы съ января по апрѣль 1905 года;
- б) Иркутская Обсерваторія — результаты сейсмическихъ наблюденій, произведенныхъ Обсерваторіею и вспомогательными сейсмическими станціями съ января по мартъ 1905 года, а также свѣдѣнія о землетрясеніяхъ, замѣченныхъ безъ приборовъ за то же время въ Восточной Сибири;
- в) Екатеринбургская Обсерваторія — свѣдѣнія о землетрясеніяхъ, замѣченныхъ безъ приборовъ наблюдателями метеорологическихъ станцій въ Западной Сибири.

Постановлено передать наблюденія въ редакцію Сейсмическаго Бюллетеня.

*Приложение к § 45 протокола заседания Сейсмической Комиссии
19-го августа 1905 года.*

KAISERLICH DEUTSCHE BOTSCHAFT.

In Russland.

N 1937.

Copie.

St. Pétersbourg
le 7 juin (25 mai) 1905.

Monsieur le Ministre.

Les délégués des Gouvernements qui ont participé, en 1903, à la deuxième Conférence sismologique Internationale à Strasbourg, ayant adhéré à la convention concernant l'organisation internationale de sismologie, les Gouvernements de Belgique et de l'Etat libre du Congo, de Bulgarie, de Chile, de Grèce, du Japon, du Mexique et des Pays-Bas (ce dernier pays seulement pour les colonies d'outre-mer), ainsi que les Gouvernements de Norvège, du Portugal, de Roumanie, de Russie, de Suède et des Etats-Unis d'Amérique ont déclarés d'adhérer à l'organisation en question, tandis que les Gouvernements de France, de Grande Bretagne, d'Italie et d'Autriche-Hongrie ne prendront une décision à ce sujet qu'après avoir consulté l'Association Internationale des Académies.

Or, après la délibération préparatoire d'une commission sismologique qui eut lieu, au mois d'octobre dr. à Francfort s./M. ladite Association vient de recommander l'adhésion à cette organisation, mais elle propose en même temps quelques amendements aux résolutions de la «convention» de Strasbourg, tels qu'ils se trouvent énumérés dans l'annexe I. Ni le Gouvernement Allemand, ni le Conseil d'Administration de la station centrale sismologique à Strasbourg n'ont rien à objecter à ces propositions. Tout en acceptant les amendements en question, ledit Conseil d'Administration propose cependant, comme il appert de la lettre jointe en copie à la présente II, de les soumettre à l'approbation d'une nouvelle conférence de délégués.

En informant Votre Excellence de ce qui précède, je me permets de faire remarquer que, d'après l'avis de mon Gouvernement il paraîtrait utile d'envoyer à la conférence comme délégués les mêmes personnes que le Gouvernement Impérial Russe à l'intention de nommer à la «commission permanente».

L'époque où la conférence pourrait se réunir à Berlin, Wilhelmstrasse 74 (Office de l'Intérieur), serait le 15 août cr. (n. st.) à 10 heures

du matin. De la part du Gouvernement Allemand seront délégués pour prendre part aux délibérations de la conférence Mr. Kautz, Conseiller intime de Gouvernement et conseiller rapporteur à l'Office de l'Intérieur, et Mr. Helmert, Conseiller de Gouvernement, professeur et directeur de l'Institut Royal de géodésie, ou, en cas d'empêchement de celui-ci, Mr. Wichert, professeur et directeur de l'Institut de géophysique à l'Université de Goettingen.

En priant Votre Excellence de vouloir bien me faire connaître, aussitôt que faire se pourra, la décision du Gouvernement Impériale Russe, je profite etc.

(signé) Alvensleben.

I A 2702.

Abschrift.

Annexe I.

Jetziger Wortlaut.

Art. 3.

1. Absatz. Jeder der Assoziation beigetretene Staat verpflichtet sich für die Zwecke der Assoziation einen Jahresbeitrag zu leisten.

3. Absatz. Die Einzahlung der Beiträge erfolgt durch die diplomatische Vertretung der beteiligten Staaten an die Delegationskasse zu Berlin.

Vorgeschlagene Abänderungen.

Jeder der Assoziation beigetretene Staat verpflichtet sich entweder durch seine Regierung, oder durch eine seiner wissenschaftlichen Körperschaften für die Zwecke der Assoziation einen Jahresbeitrag zu leisten.

Die Einzahlung der Beiträge erfolgt an die Kasse des Zentralbureaus.

Art. 6.

Zwischen Absatz 1 und 2 ist einzufügen:

In dem Falle, dass der Geldbeitrag ausschliesslich von einer wissenschaftlichen Körperschaft beige-steuert wird, hat deren Delegierter Stimmrecht als Repräsentant des betreffenden Staates.

Art. 11.

4. Absatz. Die Korrespondenz des Präsidenten der permanenten Kommission mit den beteiligten Regierungen erfolgt durch die Vermittlung ihrer diplomatischen Vertretungen zu Berlin.

Art. 13.

1. Absatz. Das Zentralbureau ist mit der Kaiserlich Deutschen Hauptstation für Erdbebenforschung zu Strassburg i./E. in solcher Weise verbunden, dass der Direktor derselben zugleich Direktor des Zentralbureaus ist und dass die Arbeitskräfte und Mittel der Hauptstation auch den Zwecken der internationalen Erdbebenforschung dienen.

2. Absatz. Das Zentralbureau sammelt die Berichte der einzelnen Länder, vereinigt sie zu allgemeinen Übersichten und veröffentlicht dieselben.

Art. 11.

Die Korrespondenz des Präsidenten mit den beteiligten Staaten erfolgt durch den Generalsekretär unter Gegenzeichnung des Präsidenten.

Art. 13.

Das Zentralbureau ist mit einer bestimmten Hauptstation für Erdbebenforschung in solcher Weise verbunden, dass der Direktor derselben zugleich Direktor des Zentralbureaus ist. Die Wahl der betreffenden Hauptstation ist der Generalversammlung überlassen.

Das Zentralbureau sammelt die ihm von verschiedenen Ländern zugesandten Berichte oder Beobachtungen, zieht daraus die allgemeinen Resultate und sorgt für deren Veröffentlichung.

Abschrift I A 2702.

Annexe II.

Der hohen Reichsverwaltung
(Reichsamt des Innern)

beehrt sich das Kuratorium der Kaiserlichen Hauptstation auf die Vorstellung der internationalen Akademien-Assoziation bezüglich der für eine internationale Erdbebenforschung entworfenen und seiner Zeit von sämtlichen Delegierten einstimmig angenommenen Konvention zu berichten:

Aus den Abänderungsvorschlägen, welche das seismische Komitee der internationalen Akademien-Assoziation macht, glaubt das Kuratorium mit grosser Genugtuung entnehmen zu können, dass es sich bezüglich der Grund-

lage der Vereinigung, welche auf einer Assoziation von Staaten beruhen soll, in voller Übereinstimmung mit den Anschauungen der Akademien-Assoziation befindet. Inwiefern eine Regierung ihre Vertretung in dieser Staaten-Assoziation etwa durch eine wissenschaftliche Körperschaft zum Ausdruck bringen will und durch diese ihren Beitrag leisten lässt, hält das Kuratorium lediglich für eine, für die betreffende Regierung interne Angelegenheit, welche die internationale seismische Vereinigung nicht weiter berührt. Ähnlich auch wie bei der Vereinigung der internationalen Erdmessung, die seit ihrem Bestehen niemals in die Organisation der einzelnen Landesvermessungen einzugreifen gewillt war noch hierzu befugt gewesen wäre, und deren Statut für die seismische Vereinigung vorbildlich ist, ebenso wird es nach der Meinung des Kuratoriums einer internationalen Erdbebenvereinigung nicht zukommen können, in bereits bestehende oder in noch zu errichtende seismische Organisationen der einzelnen Staaten einzugreifen. Dies ist auch auf den beiden internationalen Konferenzen aufs klarste wiederholt ausgesprochen worden. Bei dem noch jungen Stande der Seismologie möchte das Kuratorium geradezu betonen, dass eine Mannigfaltigkeit von Instrumenten im Interesse einer fortschreitenden Entwicklung liege, und glaubt in voller Übereinstimmung mit der Akademien-Assoziation für die Vereinigung den Grundsatz als massgebend aufzustellen, dass in den einzelnen Staaten bezüglich der Forschung und der Instrumente volle Freiheit bestehen solle. Je mehr in dieser Hinsicht die einzelnen Staaten tun und leisten, mit desto grösserer Freude wird dies seitens der seismischen Vereinigung begrüsst werden. Der Ansicht, dass die Behandlung und Untersuchung der macroseismischen Erscheinungen, wozu auch geologische Lokalkenntnisse gehören, eine der hauptsächlichsten Aufgaben solcher Landesorganisationen bilden, schliesst sich das Kuratorium ohne weiteres vollkommen an. Es möchte jedoch bemerken, dass die Erforschung der allgemeinen physikalischen Fragen die Berichte über die macroseismischen Beben durchaus nicht entbehren kann. In der zusammenfassenden Bearbeitung der einzelnen Landesberichte und Forschungen wird die hauptsächlichste Aufgabe der seismischen Assoziation bestehen. Das Kuratorium glaubt daher nur mit Freuden begrüssen zu können, dass es in dieser Auffassungsweise mit dem seismischen Komitee der Akademien auf gleichem Standpunkte sich befindet.

Aus den im Eingange gegebenen Darlegungen stimmt daher das Kuratorium den Abänderungsvorschlägen des seismischen Komitees bezüglich Art. 3 erster und dritter Absatz, ferner bezüglich Art. 6 und Art. 11 vierter Absatz zu; ebenso trägt es kein wesentliches Bedenken gegen die Abänderung des Art. 13 zweiter Absatz, möchte aber dahin sich äussern,

dass nach der alten Fassung, nach welcher das Zentralbureau die Landesberichte zu sammeln und zu veröffentlichen hat, jedem einzelnen Forscher, dem die Landesberichte nicht direkt zugehen, die Möglichkeit gegeben ist aus dem genannten Material seine eigenen Schlüsse zu ziehen, während nach dem Abänderungsvorschlage das Zentralbureau aus den Landesberichten und Beobachtungen nach seiner Ansicht allgemeine Resultate zu ziehen und nur diese letzteren zu veröffentlichen hat. Das letztere mag dem Zentralbureau unbenommen sein, doch glaubt das Kuratorium es der Erwägung nochmals anheim zu geben, ob nicht die alte Fassung als die freiere den Vorzug verdiene.

Bezüglich des Abänderungsvorschlags zu Art. 13, 1. Abs. erachtet das Kuratorium es als selbstverständlich, dass für die Wahl einer bestimmten Hauptstation als Zentralbureau die Generalversammlung zuständig ist, und erhebt keine Einwendung, wenn dies in der Übereinkunft auch besonders zum Ausdruck gebracht wird. Nach dem Vorschlage des seismischen Komitees wird aber zugleich die Möglichkeit geschaffen, dass das Zentralbureau nach Verlauf weniger Jahre zu wandern hat, je nach dem Beschlusse der alle 3 oder 4 Jahre wiederkehrenden Generalversammlung. Das Kuratorium würde in einem solchen Wechsel des Zentralbureaus, mit welchem sein Personal und seine Arbeitsmethoden sich ändern würden, und wodurch bereits erworbene Erfahrungen von neuem müssten durchkostet werden, keinen Vorteil für die Vereinigung erblicken. Wissenschaftliche Aufgaben, die dem Zentralbureau im Interesse der Vereinigung gestellt werden und die über längere Zeit sich erstrecken oder solche in Anspruch nehmen, könnten dann nicht von ihm übernommen werden; überhaupt würde dadurch die Stetigkeit des Zusammenschlusses in Frage gestellt werden. Das Kuratorium würde es für empfehlenswerter halten, wenn wenigstens für die erste Zeitdauer, auf welche die Übereinkunft geschlossen wird, das Zentralbureau mit einer bestimmten Hauptstation verbunden bliebe. Sollte später eine Verlegung des Zentralbureaus ratsam erscheinen, so wäre die Möglichkeit hierzu bei einer Erneuerung der Konvention gegeben. Im Prinzip dürfte die Lage des Zentralbureaus auch für Deutschland gleichgültig sein, wenn sie nur für die Förderung der Sache dienlich ist. Ohne Zutun der deutschen Delegierten hat nun die 2. seismologische Konferenz die Strassburger Hauptstation zum Zentralbureau erwählt, gerne nimmt das Kuratorium davon Akt, dass auch das seismische Komitee der Akademien sich dahin ausspricht, diese Wahl keineswegs in Frage stellen zu wollen.

Wenn nun unter diesen Umständen das Kuratorium auch bezüglich dieses letzten Punktes (Art. 13, 1. Abs.) den Wünschen des seismischen Komitees zu willfahren sich entschliessen könnte, und so volle Überein-

stimmung zwischen dem seismischen Komitee und dem Kuratorium sich ergebe, so hält in Anbetracht, dass die Beschlüsse der 2. seismologischen Konferenz nicht einseitig geändert werden können und in Rücksicht auf jene Staaten, welche ihren Beitritt zu der auf diesen Beschlüssen beruhenden Übereinkunft bereits erklärt haben, das Kuratorium nicht für tunlich, ohne weiteres die Änderungsvorschläge nach den Frankfurter Beschlüssen des seismischen Komitees zum Vollzug zu empfehlen, sondern ist der Ansicht, dass einer neuen Konferenz diese Änderungsvorschläge zur nochmaligen Beratung und eventuellen Annahme mögen unterbreitet werden. Zu dieser Konferenz, die nicht den gleich grossen Umfang wie die beiden vorangehenden zu haben brauchte, wären die zur permanenten Kommission von den bereits beigetretenen Staaten ernannten Delegierten als auch die Vertreter der noch abseits stehenden Staaten einzuladen.

Протоколъ засѣданія 30-го сентября 1905 г.

Подъ предсѣдательствомъ М. А. Рыкачева присутствовали Высочайше назначенные члены Комиссіи: В. Н. Веберъ, А. П. Герасимовъ, А. П. Карпинскій, Г. В. Левицкій, И. И. Померанцевъ, О. Н. Чернышевъ, Ю. М. Шокальскій и Э. В. Штеллингъ.

§ 55.

Прочтенъ и утвержденъ протоколъ предыдущаго засѣданія 19-го августа 1905 года.

§ 56.

Г. В. Левицкій прочелъ сообщеніе „Скорость распространенія Скандинавскаго землетрясенія 23-го октября 1904 года“.

Постановлено напечатать статью Г. В. Левицкаго въ Извѣстіяхъ.

§ 57.

Г. В. Левицкій доложилъ, что установка новыхъ горизонтальныхъ маятниковъ князя Голицына въ г. Юрьевѣ была сопряжена съ расходами, составляющими не менѣе ста рублей.

Постановлено принять расходы по установкѣ маятниковъ на счетъ Комиссіи.

§ 58.

Г. В. Левицкій доложилъ полученное имъ письмо І. І. Сикора, предлагающаго ускорить устройство сейсмическихъ станцій въ Туркестанѣ, такъ какъ теперь нашлись лица, желающіе принять на себя уходъ за сейсмографами; при этомъ І. І. Сикора выразилъ полную готовность принять дѣятельное участіе какъ въ устройствѣ станцій, такъ и въ обработкѣ наблюденій.

Э. В. Штеллингъ напомнилъ, что въ 1903 году (см. протоколъ засѣданія Комиссіи 5-го сентября 1903 года § 79) было возбуждено ходатайство объ отпускѣ ежегоднаго кредита въ 3150 рублей на содержаніе сейсмическихъ станцій въ Туркестанскомъ Краѣ, на поѣздки для ревизіи ихъ и на обработку сейсмограммъ, при чемъ тогда было намѣчено устройство сейсмическихъ станцій въ слѣдующихъ пунктахъ: Ошѣ, Наманганѣ, Новомъ Маргеланѣ, Вѣрномъ, Капгарѣ, Асхабадѣ и Самаркандѣ. Министръ Финансовъ, одобливъ въ принципѣ устройство намѣченныхъ станцій, нашелъ, однако, нужнымъ сократить испрашиваемый

Комиссіею кредитъ до 1700 рублей, а Государственный Контролеръ, въ виду военныхъ событій, высказался противъ ассигнованія кредита. По постановленію Сейсмической Комиссіи (см. протоколъ засѣданія Комиссіи 4-го сентября 1904 г. § 51) ходатайство объ отпускѣ средствъ на содержаніе Туркестанскихъ сейсмическихъ станцій было отложено до болѣе благопріятнаго времени.

Постановлено возобновить ходатайство объ отпускѣ ежегоднаго кредита въ 3150 рублей на содержаніе сейсмическихъ станцій въ Туркестанѣ съ указаніемъ причинъ, по которымъ Комиссія не можетъ согласиться на сокращеніе кредита.

§ 59.

И. И. Сикора, въ письмѣ на имя профессора Г. В. Левицкаго, сообщаетъ, что онъ проѣздомъ черезъ Москву посѣтилъ Константиновскій Межевой Институтъ, гдѣ онъ осмотрѣлъ работы по постройкѣ столбовъ, предназначенныхъ для установки сейсмографа. Оказалось, что рабочіе не поняли данныхъ имъ указаній и построили фундаменты недостаточно прочно; притомъ столбы прилегаютъ вплотную къ полу безъ просвѣтовъ между столбами и поломъ.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 60.

Г. В. Левицкій доложилъ, что по просьбѣ его И. И. Сикора осмотрѣлъ сейсмическую станцію въ Балаханахъ. При этомъ оказалось, что вслѣдствіе чрезмѣрнаго вращенія винтовъ, предназначенныхъ для измѣненія направленія маятниковъ по азимуту, горизонтальные маятники опрокинулись. И. И. Сикора привелъ маятники въ порядокъ и объяснилъ гг. наблюдателямъ значеніе регулировочныхъ винтовъ. Вслѣдствіе отсутствія электрическаго освѣщенія, испорченнаго во время погрома, И. И. Сикора не удалось окончательно жюстировать маятниковъ, у которыхъ положеніе зеркалъ по видимому измѣнилось, такъ что при нормальномъ положеніи маятника пучекъ свѣта не приходится на средину вала. Къ сему профессоръ Г. В. Левицкій присовокупилъ, что наблюдателямъ послана инструкция для ухода за сейсмографомъ.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 61.

Г. В. Левицкій сообщилъ, что при помощи А. Я. Орлова онъ вырабатываетъ новую схему для вопроснаго листа, проектъ котораго въ скоромъ времени будетъ представленъ Комиссіи; при этомъ профессоръ Левицкій выразилъ пожеланіе, чтобы составленный имъ проектъ новаго вопроснаго листа предварительно былъ разсмотрѣнъ В. Н. Веберомъ, изъявившимъ свое согласіе на это. Профессоръ Левицкій предлагаетъ вопросные листы новаго образца разослать Русскимъ Консуламъ черезъ Министерство Иностранныхъ Дѣлъ.

Э. В. Штеллингъ доложилъ, что отъ профессора Герланда получено руководство (на нѣмецкомъ и англійскомъ языкахъ) къ производству наблюдений надъ землетрясеніями; разсылая это руководство своимъ корреспондентамъ, центральная станція въ Страсбургѣ прилагаетъ сокращенные вопросные листы, напечатанные на открытыхъ письмахъ съ адресомъ названной станціи. Въ виду предстоящаго введенія новыхъ почтовыхъ правилъ раздача вопросныхъ листовъ въ видѣ открытыхъ писемъ представляла бы у насъ извѣстныя преимущества, тѣмъ болѣе что наши открытыя письма казеннаго образца по формату почти въ 2 раза больше обыкновенныхъ открытыхъ писемъ.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 62.

Доложено, что А. В. Вознесенскій телеграммою отъ 24-го августа сообщилъ о своемъ выѣздѣ въ Монголію для изысканій въ области землетрясеній (см. § 43 протокола засѣданія 19-го августа 1905 года). Представлено посланное имъ предварительное сообщеніе о землетрясеніи 26 іюня на Танну-Ола и прочтены выводы, къ которымъ А. Вознесенскій пришелъ на основаніи сейсмическихъ наблюдений Иркутской Обсерваторіи и собранныхъ имъ распросныхъ свѣдѣній. А. П. Герасимовъ заявилъ, что общіе выводы А. В. Вознесенскаго и начерченные имъ изосейсты находятся въ тѣсной логической связи съ орографическими и геологическими условіями мѣстности. По просьбѣ Комиссіи А. П. Герасимовъ согласился составить соответствующую дополнительную замѣтку къ статьѣ А. В. Вознесенскаго, переданной ему съ этою цѣлью.

Постановлено напечатать въ Извѣстіяхъ Комиссіи статью А. В. Вознесенскаго, съ приложеніемъ карты изосейстъ, и дополнительную замѣтку А. П. Герасимова.

§ 63.

Э. В. Штеллингъ доложилъ, что, по просьбѣ его, старшій наблюдатель Константиновской Обсерваторіи С. И. Савиновъ рассмотрѣлъ кривыя магнитографа за 26 іюня (9 іюля) 1905 г. и дѣйствительно нашелъ въ нихъ ясныя слѣды неправильныхъ качаній магнитовъ. По измѣреніямъ младшаго наблюдателя В. Ф. Франкена въ представленныхъ Комиссіи кривыхъ всѣхъ трехъ магнитометровъ въ слѣдующіе моменты (по среднему мѣстному времени въ Павловскѣ) замѣтны размытости, вызванныя несомнѣнно землетрясеніемъ въ Монголіи и Сибири:

а) У унифиляра:

- 1) сильныя размытости въ $12^{\circ} 8''$ — $12^{\circ} 10''$ и $12^{\circ} 15''$ — $12^{\circ} 18''$
- 2) слабыя " " $12^{\circ} 21''$ — $12^{\circ} 35''$.

б) У бифиляра:

- 1) сильныя размытости въ $12^{\circ} 0''$ — $12^{\circ} 13''$
- 2) слабыя размытости прекращаются только въ $1^{\circ} 6''$ р. м.

в) У Лойдовыхъ вѣсовъ сильная размытость $12^{\circ} 7''$ — $12^{\circ} 9''$.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 64.

Доложено письмо директора Екатеринбургской Обсерватории Г. Θ. Абельса, который сообщает, что въ зданіяхъ Обсерваторіи не имѣется свободнаго помѣщенія для сейсмической станціи. Поэтому директоръ Абельсъ предлагаетъ для проектированной станціи построить особый домикъ площадью 3.5×4.5 саженой; по представленному Г. Θ. Абельсомъ плану и смѣтѣ стоимость этой постройки составила бы 1441 рубль, изъ которыхъ около 500 рублей могли бы быть отнесены на счетъ остатковъ отъ кредита Обсерваторіи. Такимъ образомъ на долю Сейсмической Комиссіи упалъ бы расходъ около тысячи рублей, между тѣмъ какъ Комиссіею на этотъ предметъ было предназначено только 300 рублей.

Постановлено передать планъ и смѣту профессору Г. В. Левицкому съ просьбою дать свой отзывъ о нихъ.

§ 65.

Доложено о выходѣ и разсылкѣ 1^{го} выпуска II^{го} тома Извѣстій Сейсмической Комиссіи.

Принято къ свѣдѣнію.

§ 66.

Доложено о полученіи сейсмическихъ наблюденій Иркутской Обсерваторіи и подвѣдомственныхъ ей станцій за вторую четверть 1905 года.

Постановлено передать наблюденія въ редакцію Сейсмическаго Бюллетеня.

Протоколь засѣданія 28-го октября 1905 г.

Подъ предсѣдательствомъ О. А. Баклунда присутствовали Высочайше назначенные члены Комиссіи: князь Б. Б. Голицынъ, А. П. Карпинскій, И. И. Померанцевъ, М. А. Рыкачевъ, Ѳ. Н. Чернышевъ, Ю. М. Шокальскій и Э. В. Штеллингъ.

§ 67.

Прочтенъ и утвержденъ протоколь предыдущаго засѣданія 30-го сентября 1905 года.

§ 68.

Князь Б. Б. Голицынъ прочелъ докладъ „Объ измѣненіяхъ въ маятникѣ Цѣльнера“. Въ своемъ докладѣ авторъ указалъ простой способъ, посредствомъ котораго ему удалось избѣгнуть вредныхъ продольныхъ качаній маятника безъ значительнаго уменьшенія чувствительности прибора.

Статья князя Б. Б. Голицына будетъ напечатана въ Извѣстіяхъ Комиссіи.

§ 69.

Академикъ Ѳ. Н. Чернышевъ прочелъ записку А. П. Герасимова, составленную по поводу карты изосейстъ, приложенной къ предварительному сообщенію А. В. Вознесенскаго „О землетрясеніи 26-го іюня (9-го іюля) 1905 года на Танну-Ола“. А. П. Герасимовъ устанавливаетъ тѣсную связь, существующую между распредѣленіемъ и характеромъ изосейстъ и орографическими и геологическими условіями области землетрясенія.

Постановлено напечатать записку А. П. Герасимова въ Извѣстіяхъ Сейсмической Комиссіи.

§ 70.

Академикъ О. А. Баклундъ сообщаетъ, что отъ предсѣдателя международной сейсмологической конференціи въ Берлинѣ получены печатный экземпляръ отчета о засѣданіяхъ конференціи (см. § 45 протокола засѣданія 19-го августа 1905 года).

Постановлено отпечатать отчетъ и разослать его воѣмъ членамъ Комиссіи для подробнаго ознакомленія съ постановленіями конференціи въ Берлинѣ; обсужденіе постановленій конференціи отлагается на слѣдующее очередное засѣданіе Комиссіи.

§ 71.

Академикъ О. А. Баклундъ доложилъ, что профессоръ Г. В. Левицкій въ прошломъ году совершилъ поѣздку въ Баку для осмотра сейсмическихъ станцій на нефтяныхъ промыслахъ компаніи „Бр. Нобэль“, при чемъ на путевыя издержки имъ израсходовано было триста рублей.

Постановлено принять этотъ расходъ на счетъ Комиссіи.

§ 72.

Доложено письмо профессора Г. В. Левицкаго, по отзыву котораго проектированный сейсмическій навильонъ при Екатеринбургской Обсерваторіи, безъ существеннаго измѣненія всего плана, не пригоденъ для точныхъ приборовъ съ фотографическою регистраціею, которые должны быть установлены предпочтительно въ подземныхъ помѣщеніяхъ.

Э. В. Штеллингъ указалъ, что Комиссія не располагаетъ средствами для устройства сейсмической станцій 1-го класса въ Екатеринбургѣ, тѣмъ болѣе, что содержаніе ея, по примѣру существующихъ первоклассныхъ станцій, потребовало бы довольно значительныхъ ежегодныхъ расходовъ, на покрытіе которыхъ пришлось бы испросить особый постоянный кредитъ. Что же касается сравнительно небольшихъ расходовъ на содержаніе сейсмической станціи II-го разряда въ г. Екатеринбургѣ, то Комиссія уже согласилась отпускать на этотъ предметъ ежегодно по двѣсти рублей.

Постановлено изъ кредита Комиссіи ассигновать единовременно тысячу рублей на постройку навильона для сейсмической станціи II-го класса при Екатеринбургской Обсерваторіи съ тѣмъ условіемъ, чтобы недостающая затѣмъ сумма была доплочена изъ кредита Обсерваторіи.

§ 73.

Доложено требованіе Государственнаго Контроля о представленіи отчетовъ профессора Г. В. Левицкаго и директора Тифлисской Обсерваторіи С. В. Гласека въ израсходованіи денегъ, выданныхъ имъ изъ кредита Сейсмической Комиссіи за 1902 годъ.

Постановлено просить названныхъ членовъ Комиссіи о составленіи требуемыхъ отчетовъ и, по полученіи таковыхъ, представить ихъ въ Департаментъ Гражданской Отчетности.

§ 74.

Доложено о полученіи распросныхъ свѣдѣній, собранныхъ директоромъ Екатеринбургской Обсерваторіи Г. Θ. Абельсомъ о землетрясеніяхъ 9-го и 23-го іюля 1905 года.

Постановлено передать эти свѣдѣнія въ Редакцію Сейсмического Бюллетеня а копіи съ нихъ послать А. В. Вознесенскому, принявшему на себя изслѣдованія областей этихъ землетрясеній.

§ 75.

Доложено о выходѣ и разсылкѣ двухъ выпусковъ Сейсмического Бюллетеня, содержащихъ наблюденія за апрѣль — іюнь и іюль — сентябрь 1904 года.

Принято къ свѣдѣнію.

*Приложение къ § 70 протокола засѣданія Сейсмической Комиссiи
28-го октября 1905 года.*

Internationale Erdbebenkonferenz.

Berlin, den 15. August 1905.

Sitzungsberichte.

1. Sitzung: Dienstag, den 15. August, 10 Uhr morgens.

Der Vorsitzende, Herr Geheimer Ober-Regierungsrat Dr. Lewald, eröffnet die Sitzung und begrüsst die von den auswärtigen Regierungen zur Teilnahme an der Konferenz entsandten Delegierten und Vertreter.

Zur Feststellung der Zahl der Mitglieder ist eine Präsenzliste ausgelegt, welche bei den Mitgliedern zirkuliert. Die Verhandlungen können nach internationalem Brauch in deutscher, französischer, englischer und italienischer Sprache geführt werden. Der Vorsitzende macht darauf aufmerksam, dass eine Reihe von Drucksachen aufgelegt ist, darunter der im Auftrage der Kaiserlichen Hauptstation für Erdbebenforschung zu Strassburg i. E. von Prof. Dr. E. Rudolph herausgegebene Katalog der im Jahre 1903 bekannt gewordenen Erdbeben, einige Abhandlungen von Grablowitz in Ischia, eine Anleitung zur Beobachtung von Erdbeben für die Deutschen Konsularbehörden, die Liste der angemeldeten Konferenzmitglieder und ein Exemplar der Übereinkunft, betreffend die Organisation der internationalen seismologischen Assoziation vom Juli 1903 in deutschem und französischem Wortlaut.

Herr Lewald teilt alsdann inhaltlich die Antworten der Regierungen von Japan, Frankreich, Grossbritannien und Österreich-Ungarn mit. Die Kaiserlich Japanische Regierung kann die Konferenz nicht beschicken, weil ihr gegenwärtig ein sachkundiger Kommissar in Berlin fehlt. Mit den zu der Übereinkunft von 1903 vorgeschlagenen Abänderungen ist die Japanische Regierung einverstanden.

Die Regierung der Französischen Republik ist der Ansicht, dass die von der Frankfurter Konferenz im Oktober 1904 aufgestellten Änderungen der Konvention zunächst von allen Akademien der internationalen Assoziation der Akademien angenommen werden müssten. Erst nach der definitiven

Billigung der Konvention könnte die Französische Regierung eine Entscheidung treffen. Es ist deswegen von der Entsendung eines Delegierten zur Teilnahme an den Verhandlungen abgesehen worden.

Die Königlich Grossbritannische Regierung hat Herrn Professor Dr. Schuster mit der Vertretung auf der Konferenz betraut mit dem Auftrage, einer wesentlichen Abänderung des Frankfurter Textes der Konvention nicht beizustimmen.

Die Österreichische Regierung hat mitgeteilt, dass sie auf dem Kongress nicht vertreten sein wird und hat hinzugefügt, dass der Beitritt der im Reichsrat vertretenen Königreiche und Länder zur internationalen seismologischen Assoziation nur dann in Erwägung gezogen werden könnte, wenn die auf der Frankfurter Konferenz vorgeschlagenen Abänderungen der Übereinkunft tatsächlich vorgenommen sein würden.

Zum Vertreter der Ungarischen Regierung ist Herr Professor Dr. von Kövesligethy ernannt.

Die auf der Konferenz vertretenen Regierungen und die Namen ihrer Herren Vertreter sind in den Anlagen I und II aufgeführt.

Vor Eintritt in die Tagesordnung — Anlage III — erklärt Herr Vicomte de Meirelles, dass die Königlich Portugiesische Regierung an den seismologischen Arbeiten das grösste Interesse nehme, zu ihrem Bedauern aber verhindert sei, zur Konferenz ihren technischen Delegierten Herrn Chaves zu schicken, da dieser mit einer wissenschaftlichen Mission auf den Azoren betraut sei.

Herr Lewald stellt darauf Punkt 1 der Tagesordnung zur Debatte.

1. Beschlussfassung über die Abänderungsvorschläge der vereinigten Akademien zu der Übereinkunft betreffend die Organisation der internationalen seismologischen Assoziation.

Der Vorsitzende bemerkt dazu, dass die Übereinkunft von einer grossen Zahl von Staaten angenommen worden sei. Die Erklärungen der Staaten über ihren Beitritt sind in Anlage I zusammengestellt.

Die Königlich Niederländische Regierung ist nur für ihre Kolonien beigetreten. Die Deutsche Regierung hat nach einem Gutachten des Kuratoriums der Kaiserlichen Hauptstation für Erdbebenforschung zu Strassburg i. E. die Abänderungsvorschläge der internationalen Akademienassoziation gebilligt. Die Abänderungen¹⁾ beziehen sich auf die Artikel 3, 6, 11 und 13. Herr Lewald erläutert den Sinn von Artikel 3. Der zu Absatz 1 und 3

¹⁾ См. приложение къ § 45 протокола засѣданія Сейсмической Комиссии 19-го августа 1905 года.

gemachte Abänderungsvorschlag erregt keine Bedenken. Bezüglich des Absatz 3 würde später den Regierungen die Mitteilung zu machen sein, welche Kasse in Strassburg i. E. als Kasse der Zentralbureaus mit der Verwaltung der eingezahlten Beiträge von seiten der Reichsverwaltung be-
traut worden ist.

Artikel 3 wird, da sich ein Widerspruch nicht erhebt, für angenommen erklärt.

Artikel 6. Der Vorschlag der Akademien: «In dem Falle, dass der Geldbeitrag ausschliesslich von einer wissenschaftlichen Körperschaft beigesteuert wird, hat deren Delegierter Stimmrecht als Repräsentant des betreffenden Staates» ist nur eine Konsequenz der zu Artikel 3 angenommenen Abänderung. Artikel 6 wird mit dem neuen Texte ohne Debatte angenommen.

Artikel 11 Absatz 4. Die vorgeschlagene Änderung des ursprünglichen Textes ist unwesentlich. Absatz 4 wird ohne Debatte angenommen.

Artikel 13. Herr Lewald bemerkt hierzu: Die Kaiserliche Hauptstation zu Strassburg i. E. war im Jahre 1903 einstimmig zum Zentralbureau gewählt worden; der wesentlichste Punkt des abgeänderten Wortlauts besteht darin, dass die Akademien eine Spezialisierung in der Konvention für unzulässig erachten. Die Wahl der betreffenden Hauptstation, mit welcher das Zentralbureau verbunden werden soll, ist der Generalversammlung überlassen. Dabei ist erklärt worden, es bestehe nicht die Absicht, das Zentralbureau von Strassburg zu verlegen. Unter dieser Voraussetzung ist die Deutsche Regierung mit dem neuen Wortlaut von Artikel 13 einverstanden. Ein Übergreifen des Zentralbureaus in die Arbeitssphäre der ausserdeutschen Staaten sei ausgeschlossen.

Herr Schuster bemerkt, dass auf den Sitzungen der internationalen Akademienassoziation sowohl in London, als auch Frankfurt a. M. die Wahl Strassburgs zum Zentralbureau zur Sprache gekommen sei. Strassburg sei im allgemeinen nicht gerade die passendste Station, aber es sei in Frankfurt anerkannt worden, dass die Wahl Strassburgs zum Zentralbureau ordnungsmässig erfolgt sei. Es bestände bei den assoziierten Akademien nicht die Absicht, an dem Beschlusse etwas zu ändern. Damit solle aber nicht gesagt sein, dass nicht auch mit einer anderen Hauptstation später das Zentralbureau verbunden werden könne. Um Missverständnissen vorzubeugen, erkläre er ausdrücklich, dass die Akademien eine andere Wahl nicht für ausgeschlossen ansähen; es stehe frei, auf jeder Generalversammlung den Antrag auf Verlegung des Zentralbureaus zu stellen.

Herr Helmert bemerkt hierzu: Er habe in Frankfurt den Eindruck erhalten, dass ein derartiger Antrag später einmal auch sicher gestellt

werde. Nach dem abgeänderten Text der Konvention sei dies unzweifelhaft zulässig. Es sei also die Aufgabe des Zentralbureaus, alles zu tun, um der Möglichkeit einer solchen Verlegung vorzubeugen.

Herr von Kövesligethy hält eine Verlegung des Zentralbureaus für die wissenschaftlichen Arbeiten und die Kontinuität der Beobachtungen in hohem Grade für schädlich. Er hat selbst in letzter Zeit Gelegenheit gehabt, grössere Rechnungen nach den Strassburger Aufzeichnungen und Ausmessungen auszuführen, wobei sich die unvermeidlichen persönlichen Fehler herausgestellt haben. Derartige Nachteile würden bei einer Verlegung des Zentralbureaus stets wieder von Neuem auftreten.

Da sich gegen die vorgeschlagene Abänderung zu Artikel 13 kein Widerspruch erhebt, so wird der Artikel für angenommen erklärt. Herr Lewald fügt hinzu, dass den Staaten von den beschlossenen Abänderungen auf diplomatischem Wege Mitteilung gemacht werden wird. Da seinerzeit der Beitritt der Staaten auf Grund der Übereinkunft von 1903 erfolgt sei, so sei die Zustimmung jedes einzelnen Staates zu dem neuen Texte erforderlich.

2. Konstituierung der «Permanenten Kommission» der internationalen Assoziation.

Der Vorsitzende schickt voraus, dass dieser Punkt zwar in dem Einladungsschreiben an die Staaten nicht ausdrücklich mitgeteilt worden sei, dass aber, um die Assoziation in Tätigkeit treten zu lassen, es unerlässlich sei, zunächst die Konstituierung der Permanenten Kommission vorzunehmen. Erst mit der Konstituierung der Kommission und der Wahl des Vorstandes könne die regelmässige Arbeit beginnen. Da jedoch von den assoziierten Staaten Chile, Japan und Russland heute nicht vertreten seien, England, Frankreich und Österreich ihren Beitritt noch nicht erklärt hätten, empfehle es sich, die Wahl des Vorstandes bis zur nächsten Generalversammlung als eine provisorische zu betrachten. Nehme man an, dass die Begründung der Assoziation von der zweiten Strassburger Konferenz 1903 an rechne, so müsste im Jahre 1907 die erste Generalversammlung stattfinden. Es stehe sicher zu erwarten, dass bis dahin eine endgültige Entscheidung der noch aussen stehenden Staaten erfolgt sei. Da sich kein Widerspruch erhebt, wird vorgeschlagen, zur Wahl zu schreiten. Nach den Bestimmungen der Übereinkunft führt jeder Staat eine Stimme. Für das Deutsche Reich wird Herr Professor Wiechert dieselbe abgeben. Infolge der von einigen Seiten gegebenen Anregung schlägt Herr Lewald vor, zum Präsidenten Herrn Professor Dr. Schuster-Manchester, zum Vizepräsidenten Herrn Direktor

Palazzo-Rom und als Generalsekretär Herrn Professor Dr. von Kövesligethy-Budapest zu wählen.

Zum Zwecke der Besprechung über die Vorschläge wird die Beratung auf kurze Zeit unterbrochen. Nach Wiederaufnahme der Beratung spricht Herr Schuster seinen Dank aus für die Ehre, welche ihm durch die vorgeschlagene Wahl zum Präsidenten zu Teil geworden sei. Der Vorschlag sei um so ehrenvoller für ihn, als England noch nicht einmal der Assoziation angehöre. Aber gerade aus diesem Grunde sei es ihm nicht möglich, eine eventuelle Wahl anzunehmen. Es sei in der Note der Grossbritannischen Regierung auch nicht ausgesprochen, dass England der Assoziation beitreten werde, wenn die Abänderungsvorschläge der Akademien angenommen seien. Seine Wahl könne also unter Umständen zu Schwierigkeiten führen. Persönlich werde er alles tun, um den Beitritt Englands zu bewirken. Ob seine Bemühungen Erfolg haben würden, könne er nicht vorher sagen.

Herr Lewald dankt Herrn Schuster für seine Ausführungen und schlägt unter den obwaltenden Umständen vor, von der Wahl eines Präsidenten vorläufig überhaupt abzusehen und jetzt nur die Wahl eines Vizepräsidenten vorzunehmen, der bis zur Wahl eines Präsidenten dessen Obliegenheiten wahrzunehmen habe. Da sich gegen den Vorschlag der Wahl des Herrn Palazzo zum Vizepräsidenten kein Widerspruch erhebt, so wird derselbe zum Vizepräsidenten erklärt.

Herr Agamennone teilt mit, dass Herr Palazzo durch amtliche und wissenschaftliche Tätigkeit sehr in Anspruch genommen sei und er daher nicht wisse, ob er die Wahl werde annehmen können. Es wird beschlossen, Herrn Palazzo von seiner Wahl zum Vizepräsidenten schriftlich Mitteilung zu machen.

Die Wahl des Herrn von Kövesligethy als Generalsekretär erfolgt auf Vorschlag des Herrn Prof. Wiechert durch Akklamation.

Herr von Kövesligethy fürchtet zwar, den grossen Anforderungen des Amtes nicht gerecht werden zu können, sieht es jedoch als seine Pflicht an, die ihn ehrende Wahl anzunehmen.

3. Beratung über die Verwendung der Beiträge der assoziierten Staaten.

Unter den Drucksachen ist eine «Übersicht über die Einnahmen der internationalen seismologischen Assoziation» aufgelegt. Nach Vornahme einiger Änderungen, welche durch die Mitteilung der Delegierten der Ungarischen und der Spanischen Regierung über den Beitritt dieser Staaten zu der Assoziation bedingt sind, wird die Übersicht, wie aus Anlage IV ersichtlich, festgestellt. Hiernach ist mit den jährlichen Beiträgen der assoziierten

Staaten in Höhe von 27,600 M. zu rechnen. Die Beiträge von Österreich, Frankreich und Grossbritannien würden zusammen 9,600 M. ausmachen, so dass im Falle des Beitritts derselben die Gesamtsumme sich auf 37,200 M. belaufen würde.

Ferner ist ein Etatsvoranschlag — Anlage V — aufgestellt, aus welchem die Verwendung der Beiträge ersichtlich ist. Derselbe gilt nur als ein vorläufiger Anhalt. Für den Generalsekretär sind nach dem Vorbilde der internationalen Erdmessung 4000 M. angesetzt. Die Summe von 8000 M. für Veröffentlichungen wird hauptsächlich für die beiden Jahreskataloge für makroseismische und für mikroseismische Erdbeben gebraucht werden. Herr Gerland legt die Einrichtung der beiden Kataloge des Näheren dar und hofft, dass auch die Liste der Seebeben sich in den Katalog werde aufnehmen lassen.

Von dem Vorsitzenden wird darauf hingewiesen, dass von den auf 25,700 M. veranschlagten fortdauernden Ausgaben im laufenden Rechnungsjahre nur die Hälfte zur Verausgabung gelangen wird, da das Zentralbureau erst mit dem 1. Oktober d. Js. in Tätigkeit treten könne.

4. Mitteilung über die Organisation des seismischen Dienstes der einzelnen Staaten.

Herr Wiechert legt an der Hand des vom Direktor der Hauptstation für Erdbebenforschung in Strassburg i. E. erstatteten Jahresberichts die Grundzüge der Organisation des seismischen Dienstes im Deutschen Reiche dar. Dabei macht er die Mitteilung, dass er in Göttingen jetzt ein grösseres Instrument aufgestellt habe, mit welchem man infolge der zweitausendfachen Vergrösserung auch die Nahbeben registrieren könne.

Herr van der Stok fragt nach einem einfachen Instrument, mit dem man zuverlässige Beobachtungen machen könne.

Der Vorsitzende fügt zu dem Berichte des Herrn Wiechert ergänzend hinzu, dass in den deutschen Kolonien in nächster Zeit zwei Stationen errichtet würden. Herr Gerland teilt mit, dass für diese beiden Stationen zwei Instrumente auserschen seien, von denen das eine von der Hauptstation in Strassburg, das andere vom geophysikalischen Institut in Göttingen geliefert werde.

In Anknüpfung an seine ersten Mitteilungen verbreitet sich Herr Wiechert über die Art der Veröffentlichungen der seismischen Beobachtungen. Für die auswärtigen Observatorien könne eine schnelle Publikation nur von Nutzen sein. Den Wert eines solchen Vorgehens macht er an den asiatischen Störungen der letzten Zeit klar. Zum besseren Verständnis der

Störungsfiguren schlägt er einen Austausch von Kopien vor. Herr Rudolph gibt Herrn van der Stok auf seine Fragen die gewünschte Auskunft und empfiehlt, die im Deutschen Reiche eingeführte Organisation als Muster für die niederländische in Ostindien zu verwenden. Herr van der Stok spricht die Hoffnung aus, auch in Celebes und Ambon Beobachtungen anstellen zu können, macht jedoch auf die Schwierigkeiten aufmerksam, welche durch den Mangel an geeigneten Beobachtern gegeben sind.

5. Vorlegung des grossen Erdbebenkatalogs für 1903.

Herr Rudolph legt die Grundsätze dar, von denen er sich bei der Ausarbeitung des Katalogs hat leiten lassen. Er stellt den Antrag, die Permanente Kommission wolle beschliessen, dass jährlich ein makroseismischer und ein mikroseismischer Katalog vom Zentralbureau veröffentlicht werde. Der vorliegende Katalog für das Jahr 1903 steht den assoziierten Staaten zur Verfügung. Herr Lewald empfiehlt, die assoziierten Staaten auf den Katalog aufmerksam zu machen und schriftlich anzufragen, wieviel Exemplare gewünscht werden. Der Antrag wird angenommen.

6. Wissenschaftliche Vorträge:

Professor Dr. von Kövesligethy, Budapest: «Das Cerambeben und ein Vorschlag zur Vereinheitlichung der Berechnung seismischer Elemente».

Der Vortragende spricht über die Rechnungsergebnisse des grossen, von Professor Rudolph bearbeiteten Cerambebens vom 30. September 1899, welche nach einer neuen Methode hergeleitet sind. Einige der seismischen Elemente stehen in engem Zusammenhange mit physikalischen Eigenschaften und erlauben so manchen Einblick in das Innere der Erde. Infolge des Interesses des Gegenstandes er bietet sich der Vortragende, die Fernbeben einheitlich zu bearbeiten und stellt einen entsprechenden Antrag. Nachdem Herr Wiechert die Erwartung ausgesprochen, dass solche Arbeiten öfters ausgeführt werden möchten, wird von dem Vorsitzenden empfohlen, den Antrag durch den Generalsekretär den assoziierten Staaten zugehen zu lassen. Auf eine Anfrage des Herrn Schuster, ob auch Andere derartige Untersuchungen nach dem Material des Zentralbureaus anstellen könnten, wird erklärt, dass alle das gleiche Recht hätten.

Schluss der 1. Sitzung 1½ Uhr.

2. Sitzung: 2 Uhr nachmittags.

Herr Mier y Miura teilt vor Eintritt in die Tagesordnung mit, dass er einen elektrischen seismischen Apparat erfunden habe, und verteilt unter die Anwesenden die Zeichnung des Apparats mit der dazu gehörigen Beschreibung.

Herr Gerland erinnert daran, dass nach den Beschlüssen der 2. internationalen seismologischen Konferenz mehrere Kommissionen zur Berichterstattung über wissenschaftliche Fragen eingesetzt waren; er ist der Ansicht, dass diese Fragen der jetzt tagenden 1. Permanenten Kommission zur Besprechung vorzulegen seien. Die erste Kommission hatte die Aufgabe, eine allgemein gültige Intensitätsskala aufzustellen. Dieser Kommission gehörte auch der leider zu früh verstorbene Professor Cancani an, dessen Platz durch ein Mitglied der Permanenten Kommission zu ersetzen sei. Herr van der Stok verspricht sich keinen Erfolg von einer solchen Kommission und nach Ansicht des Herrn von Kövesligethy ist sie überflüssig, da die Skala Mercalli den Bedürfnissen vollkommen entspreche. Herr Kolderup spricht sein Einverständnis mit Herrn Gerland aus und letzterer schlägt Herrn Kolderup als Mitglied der Kommission an Stelle des ausgeschiedenen Herrn Cancani vor.

Herr Lewald hält es für das Beste, das Zentralbureau zu beauftragen, die erforderlichen Schritte in der Angelegenheit der Kommissionen zu tun. Im ähnlichen Sinne spricht sich Herr Lecointe aus. Da nicht alle Mitglieder der Permanenten Kommission anwesend sind, so empfehle es sich, alle wissenschaftlichen Fragen auf die Generalversammlung zu verschieben und diese möglichst schon im nächsten Jahre abzuhalten. Die Permanente Kommission könne nicht mit einem entsprechenden Auftrag betraut werden, da sie noch keine Geschäftsordnung habe. Nach längerer Diskussion, an der sich die Herren van der Stok und Agamennone beteiligen, wird beschlossen, die Angelegenheit auf die nächste Sitzung der Permanenten Kommission zu verschieben, besonders nachdem Herr Vicomte de Meirelles erklärt hatte, dass ein Teil der Konferenzmitglieder in ihrer Eigenschaft als Angehörige der diplomatischen Vertretungen nur bei administrativen, nicht bei wissenschaftlichen Fragen eine Entscheidung treffen könne. Infolgedessen werden die einzelnen Beschlüsse und Resolutionen der 2. internationalen Konferenz von Herrn Gerland nur verlesen und erläutert. Die geschäftliche Behandlung derselben wird dem Zentralbureau übertragen.

Herr Lewald fasst das Ergebnis der Konferenz zusammen: «Die von den Akademien vorgeschlagenen Abänderungen sind unverändert angenommen worden; die Konstituierung der Permanenten Kommission ist erfolgt.

Es steht zu hoffen, dass Herr Palazzo die Wahl zum Vizepräsidenten annimmt».

Er dankt den Anwesenden für das Interesse, welches sie den Verhandlungen entgegengebracht und gibt der Hoffnung Ausdruck, dass die Konferenz den gewünschten Erfolg haben werde.

Herr van der Stok spricht im Namen der Konferenz dem Herrn Vorsitzenden den Dank für die Leitung der Verhandlungen aus.

Lewald.

Rudolph.

Internationale Erdbebenkonferenz. — Berlin, 1905.

Anlage I.

Zusammenstellung der Erklärungen der Staaten über den Beitritt zu der internationalen seismologischen Assoziation.

Die Staaten sind nach ihrer französischen Bezeichnung alphabetisch aufgeführt.

Lfd. No.	Staat.	Erklärung.	Namen der für die «Permanente Kommission» bezeichneten Mitglieder.
1.	Deutsches Reich.	Beitritt erklärt.	Direktor des Geophysikal. Instituts, Herr Professor Dr. Wiechert in Göttingen.
2.	Argentinien.	Hält den Beitritt vor der Hand nicht für notwendig.	—
3.	Österreich.	Behält sich Entscheidung über Beitritt vor.	—
4.	Belgien.	Beitritt erklärt.	Der astronomische Direktor am Kgl. Ob- servatorium in Uccle, Herr Lecointe.
5.	Brasilien.	Erklärung steht noch aus.	—
6.	Bulgarien.	Beitritt erklärt.	Der Direktor des meteorolog. Instituts in Sofia, Herr Spas Watzoff.
7.	Chile.	Beitritt erklärt.	Der ausserordentliche Gesandte und be- vollmächtigte Minister der Chilenischen Republik in Berlin.

Lfd. No.	Staat.	Erklärung.	Namen der für die «Permanente Kommission» bezeichneten Mitglieder.
8.	Kongostaat.	Beitritt erklärt.	Benennung vorbehalten.
9.	Dänemark.	Verzichtet auf den Beitritt.	—
10.	Aegypten.	Bedauert, nicht beitreten zu können.	—
11.	Spanien.	Beitritt erklärt.	—
12.	Vereinigte Staaten von Amerika.	Die für den Beitritt eingestellte Nachtragsforderung ist vom Kongress noch nicht verabschiedet.	—
13.	Frankreich.	Behält sich Entscheidung über Beitritt vor.	—
14.	Grossbritannien.	Behält sich Entscheidung über Beitritt vor.	—
15.	Griechenland.	Beitritt erklärt.	—
16.	Ungarn.	Beitritt erklärt.	Professor an der Universität Budapest, Herr Prof. Dr. von Kövesligethy.
17.	Japan.	Beitritt erklärt vom April 1904 ab.	Professor an der Universität in Tokio, Herr Dr. Omori.
18.	Italien.	Beitritt erklärt.	—
19.	Mexiko.	Beitritt erklärt.	Der Direktor des «Instituto Geologico» in Tacubaya, D. F.
20.	Norwegen.	Beitritt erklärt vom 1. April 1905 ab.	—
21.	Niederlande.	Beitritt erklärt von 1905 ab nur für seine überseeischen Kolonien.	Der Direktor der Abtheilung für Meeresforschung des Königlich Niederländischen meteorologischen Instituts in de Bilt, Herr Dr. J. P. van der Stok.
22.	Portugal.	Beitritt erklärt.	Herr Francisco Affonso de Chaves, Direktor des meteorologischen Dienstes auf den Azoren.
23.	Rumänien.	Beitritt erklärt.	Das Mitglied der rumänischen Akademie und Direktor des rumänischen meteorologischen Instituts, Herr Stephan C. Hepites.
24.	Russland.	Beitritt erklärt.	Professor an der Universität Dorpat, Herr Lewitzky.
25.	Serbien.	Kann der Aufforderung zum Beitritt vorläufig nicht Folge leisten.	—
26.	Schweden.	Tritt für jetzt der Übereinkunft nicht bei.	—
27.	Schweiz.	Beitritt erklärt.	Herr Professor Dr. F. A. Forel in Morges.

Verzeichniss der anwesenden Delegierten.

Deutsches Reich.

Herr Dr. **Lewald**, Geh. Ober-Regierungsrat, Berlin, Vorsitzender.
Herr **Breiter**, Legationsrat, Auswärtiges Amt.
Herr Professor Dr. **Gerland**, Strassburg i. Els.
Herr Professor Dr. **Helmert**, Geh. Regierungsrat, Potsdam.
Herr Professor Dr. **Rudolph**, Strassburg i. Els., Schriftführer.
Herr Professor Dr. **Wiechert**, Göttingen.

Belgien.

Herr **Lecointe**, wissenschaftlicher Direktor der Königlichen Sternwarte in Uccle.

Bulgarien.

Herr Dr. **Schischmanow**, Erster Sekretär der Fürstlich Bulgarischen diplomatischen Vertretung in Berlin.

Spanien.

Herr Don **Eduardo Mier y Miura**.

Vereinigte Staaten von Amerika.

Se. Exzellenz The Honourable **Charlemagne Tower**, ausserordentlicher und bevollmächtigter Botschafter in Berlin.

Grossbritannien.

Lord **Granville**, 2. Sekretär der Königlich Grossbritannischen Botschaft in Berlin.
Herr Professor Dr. **Schuster** von der Universität in Manchester.

Griechenland.

Herr **Cléon A. Rangabé**, Königlich Griechischer ausserordentlicher Gesandter und bevollmächtigter Minister in Berlin.

Ungarn.

Herr Professor Dr. **von Kövesligethy**, Budapest.

Italien.

Herr Giovanni Agamennone, Direktor des Königlichen geodynamischen Observatoriums in Rocca di Papa.

Mexico.

Herr Francisco A. de Icaza, ausserordentlicher Gesandter und bevollmächtigter Minister der vereinigten Mexicanischen Staaten in Berlin.

Norwegen.

Herr Carl Frederick Kolderup, Dozent am Museum in Bergen.

Niederlande.

Herr Dr. J. P. van der Stok, Direktor am Königlichen Meteorologischen Institut in de Bilt.

Portugal.

Herr Vicomte de Meirelles, Handelsattaché der Königlich Portugiesischen Gesandtschaft in Berlin.

Rumänien.

Herr Gregor Bilciurescu, Königlich Rumänischer Geschäftsträger in Berlin.

Schweiz.

Herr Walter Deucher, Legationsrat, Schweizerischer Geschäftsträger in Berlin.

Anlage III.

Tagesordnung.

15. August. Vormittags 10 Uhr.

1. Beschlussfassung über die Abänderungsvorschläge der vereinigten Akademien zu der Übereinkunft, betreffend die Organisation der internationalen seismologischen Assoziation.

2. Konstituierung der «Permanenten Kommission» der internationalen Assoziation.
3. Beratung über die Verwendung der Beiträge der assoziierten Staaten.
4. Mitteilung über die Organisation des seismischen Dienstes der einzelnen Staaten.
5. Vorlegung des grossen Erdbebenkatalogs für 1903.
6. Wissenschaftliche Vorträge:

Professor Dr. von Kövesligethy, Budapest: Das Cerambeben und ein Vorschlag zur Vereinheitlichung der Berechnung seismischer Elemente.

Abends 8 Uhr.

Diner im Landesausstellungspark — Alt Moabit Nr. 4/10.

16. August. Ausflüge und Besichtigungen.

1. Besichtigung der Erdbebenstation des Königlichen Geodätischen Instituts und des Refraktors des Astrophysikalischen Instituts in Potsdam.

Abfahrt Berlin, Potsdamer Haupt-Bahnhof, 9 Uhr 5 Min.

Rückfahrt von Potsdam, Haupt-Bahnhof, 1 Uhr 7 Min.

1 Uhr 45 Min. Frühstück im Palast-Hotel Berlin,
am Potsdamer Platz.

2. Besichtigung des Königlichen Aëronautischen Observatoriums in Lindenberg.

Abfahrt Berlin, Görlitzer Bahnhof, 3 Uhr 40 Min.
an Lindenberg 5 Uhr 50 Min.

Rückfahrt ab Lindenberg 8 Uhr 39 Min.
an Berlin, Görlitzer Bahnhof, 10 Uhr 48 Min. Abends.

**Übersicht über die Einnahmen
der internationalen seismologischen Assoziation.**

Lfd. No.	Staat.	Bevölkerung. (Rund.)	Höhe des Beitrags (nach Art. 4) <i>M.</i>	Summe der Beiträge <i>M.</i>
A. Staaten, welche den Beitritt erklärt haben.				
1.	Deutsches Reich.	60,000,000	3,200	
2.	Belgien.	7,000,000	800	
3.	Bulgarien.	3,700,000	400	
4.	Chile.	3,000,000	400	
5.	Kongostaat.	19,000,000	1,600	
6.	Spanien.	19,000,000	1,600	
7.	Ver. Staaten von Amerika	76,000,000	3,200	
8.	Griechenland.	2,500,000	400	
9.	Ungarn.	19,250,000	1,600	
10.	Japan.	48,000,000	3,200	
11.	Italien.	33,000,000	3,200	
12.	Mexiko.	13,600,000	1,600	
13.	Norwegen.	2,300,000	400	
14.	Niederlande. (für die überseeischen Kolonien)	5,500,000	800	
15.	Portugal.	5,400,000	800	
16.	Rumänien.	6,300,000	800	
17.	Russland.	129,000,000	3,200	
18.	Schweiz.	3,300,000	400	
			Zusammen	27,600
B. Staaten, deren Beitritt noch aussteht.				
1.	Österreich.	26,000,000	3,200	
2.	Frankreich.	39,000,000	3,200	
3.	Grossbritannien.	43,000,000	3,200	
			Zusammen	9,600
				Würde in Summa ergeben 37,200

Etats-Voranschlag
der internationalen seismologischen Assoziation.

A. Gehalt des Generalsekretärs	4,000 M.
Schreibhilfe	2,000 »

B. Zentralbureau.

I. Fortdauernde Ausgaben:

Veröffentlichungen	8,000 »
Wissenschaftliche Hilfskraft	3,000 »
Mechanisch-technische Hilfskraft	1,800 »
Schreibhilfe	2,000 »
Bureaumiete	1,500 »
Bureaubedürfnisse	1,500 »
Heizung, Beleuchtung, Reinigung usw. .	1,500 »
Remuneration für den Kassensführer . . .	400 »
	25,700 M.

II. Einmalige Ausgaben:

Einrichtung der Bureauräume	3,000 M.
---------------------------------------	----------

Протоколъ засѣданія 25-го ноября 1905 г.

Подъ предсѣдательствомъ О. А. Баклунда присутствовали Высочайше назначенные члены Комиссiи: Н. В. Веберъ, А. П. Герасимовъ, князь Б. Б. Голицынъ, А. П. Карпинскій, Г. В. Левицкій, И. И. Померанцевъ, М. А. Рыкачевъ, Ѳ. Н. Чернышевъ, Ю. М. Шокальскій, Э. В. Штеллингъ и приглашенный на засѣданіе ассистентъ астрономической Обсерваторiи въ Юрьевѣ А. Я. Орловъ.

§ 76.

Прочтенъ и утвержденъ протоколъ предыдущаго засѣданія 28-го октября 1905 года.

§ 77.

А. Я. Орловъ прочелъ свой докладъ „О горизонтальныхъ маятникахъ и о наблюденіяхъ съ приборомъ князя Б. Б. Голицына“.

Докладъ вызвалъ оживленный обмѣнъ мнѣній, въ которомъ, кромѣ автора, приняли главное участіе князь Б. Б. Голицынъ и профессоръ Г. В. Левицкій. При этомъ выяснилось, что сейсмограммы новаго прибора, вслѣдствіе постоянныхъ колебаній неизвѣстнаго происхожденія, представляютъ весьма сложную картину и не поддаются детальной разработкѣ; это обстоятельство указываетъ на необходимость въ нѣкоторыхъ усовершенствованіяхъ сейсмографа. По мнѣнію князя Б. Б. Голицына, неразборчивость и неясность сейсмограммъ обусловливаются главнымъ образомъ слабостью свѣта и недостатками регистрирнаго аппарата.

Статья А. Я. Орлова будетъ напечатана въ Извѣстіяхъ Комиссiи.

§ 78.

Доложено объ остаткахъ отъ кредита, ассигнованнаго на нужды Сейсмической Комиссiи въ 1905 году.

Постановленно отложить распредѣленіе остатковъ на слѣдующее засѣданіе.

§ 79.

Доложено, что Департаментомъ Государственнаго Казначейства предложено Ставропольской Казенной Палатѣ открыть къ смѣтѣ Министерства Народнаго Просвѣщенія 1905 года кредитъ въ 400 руб., для

отпуска этихъ денегъ на устройство сейсмической станціи въ Пятигорскѣ, взамѣнъ равной суммы, поступившей въ ресурсы казны.

Постановлено снестись съ директоромъ Кавказскихъ минеральныхъ водъ по вопросу объ устройствѣ сейсмической станціи при Управленіи водъ въ Пятигорскѣ.

§ 80.

Доложено о полученіи свѣдѣній о землетрясеніяхъ отъ слѣдующихъ лицъ:

- а) Отъ директора Г. Θ. Абельса дополнительныя сообщенія о землетрясеніи 10 (23) іюля 1905 года, доставленныя профессоромъ В. В. Сапожниковымъ и наблюдателями метеорологическихъ станцій Екатеринбургской сѣти;
- б) отъ инженера М. А. Стефанида о землетрясеніи въ Тавризѣ 15 (28) октября;
- в) отъ полковника Ларіонова о слабыхъ землетрясеніяхъ, отмѣченныхъ сейсмоскопомъ въ г. Вѣрномъ.

Постановлено передать эти свѣдѣнія въ редакцію Сейсмическаго Бюллетеня.



Ueber die Methoden zur Beobachtung von Neigungswellen.

VON FÜRST B. GALITZIN.

§ 1.

Einleitung.

Eine der schwierigsten Aufgaben der modernen Seismometrie besteht darin, die während einer Erderschütterung am Beobachtungsorte stattfindenden Verschiebungen der Erdoberfläche von den eigentlichen Neigungen derselben wirklich zu trennen. Diese Neigungen mögen eventuell äusserst klein sein, aber ein wirklicher Beweis, dass sie überhaupt nicht existieren, ist bis jetzt von Niemandem geliefert worden. Ist ein Erdbeben an einem gegebenen Ort durch eine fortschreitende Erdbebenwelle verursacht, so müssen wirkliche Neigungen der Erdoberfläche während eines Erdbebens unbedingt zu Stande kommen, mögen sie auch noch so klein sein. Die grosse theoretische Schwierigkeit besteht nur darin, solche seismometrische Instrumente zu ersinnen und in Anwendung zu bringen, welche diese Neigungen direct zu registrieren ermöglichen, ohne von den eigentlichen Verschiebungen der Erdoberfläche beeinflusst zu werden.

Zu diesem Zweck hat der leider für die seismometrische Wissenschaft zu früh verstorbene Schlüter seinen Klinographen vorgeschlagen. Gegen dieses Instrument in der Form, wie es von Schlüter beschrieben war, habe ich in meinem Aufsatz «Ueber seismometrische Beobachtungen»¹⁾ gewisse Einwände erhoben. Der Grundgedanke Schlüter's ist jedoch ein ganz richtiger, und ich glaube, dass der Klinograph nur einer gewissen Umänderung bedarf, um in ein für seismometrische Zwecke sehr werthvolles Instrument verwandelt zu werden. Auf diese Frage werde ich aber erst in einem späteren Paragraphen zurückkommen.

¹⁾ Comptes rendus des séances de la Commission sismique permanente. Livraison 1 § 3, p. 109. (1902).

Die auf seismometrischen Stationen am meisten verwendeten Instrumente, nämlich die Horizontal- resp. Verticalpendel eignen sich für den eben erwähnten Zweck, wenigstens in ihrer jetzt gebräuchlichen Form, überhaupt nicht, da sie sowohl von den Verschiebungen, als auch zu gleicher Zeit von den Neigungen der Erdoberfläche beeinflusst werden, und es ist überhaupt keine Möglichkeit vorhanden, nach den Aufzeichnungen eines solchen Apparates die wirklichen Verschiebungen von den Neigungen zu trennen.

Nehmen wir nun an, dass ein Vertical-¹⁾ resp. Horizontalpendel so aufgestellt ist, dass es der Wirkung der Verschiebungen (x) längs der x -Axe, wie auch der Neigungen (ψ) um die y -Axe unterworfen ist, so lassen sich bekanntlich die Differentialgleichungen der Bewegung dieser Apparate in folgender vereinfachter Form schreiben:²⁾

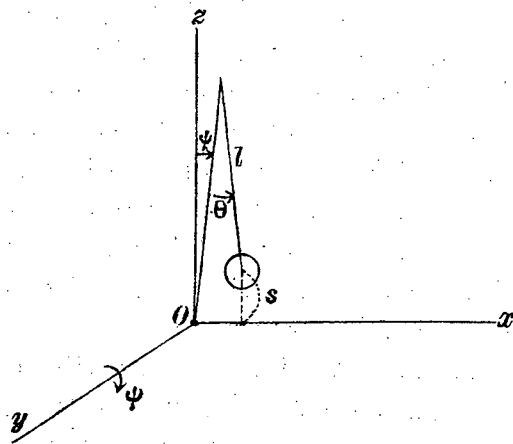
$$\theta'' + \frac{g}{l} \theta + \frac{1}{l} (x'' - g\psi) + \frac{s}{l} \psi'' = 0 \dots (1) \quad \text{Verticalpendel.}^3)$$

$$\theta'' + \frac{g}{l} i_0 \theta + \frac{1}{l} (x'' - g\psi) + \frac{s}{l} \psi'' = 0 \dots (2) \quad \text{Horizontalpendel.}$$

Hierin bedeuten:

- θ — die beobachtete relative Winkelablenkung des Apparates von seiner Ruhelage, nämlich diejenige Grösse, welche direct gemessen wird;
- g — die Beschleunigung der Schwere;
- l — die «reducirte» Länge des Pendels;
- i_0 — die Neigung der Drehungsaxe des Horizontalpendels gegen die Verticale, und
- s — die Entfernung des Schwingungsmittelpunktes des Pendels von der xy -Ebene.

Fig. 1.



Diese beiden Formeln lehren uns ganz deutlich, dass principiell kein Unterschied zwischen einem Vertical- und einem Horizontalpendel besteht,

¹⁾ Mit bifilarer Aufhängung; siehe meinen Aufsatz «Ueber seismometrische Beobachtungen». L. c. p. 144.

²⁾ In diesen Formeln sind nur die Hauptglieder, welche die Bewegung der Apparate beherrschen, beibehalten worden. Von der Dämpfung ist ebenfalls vollständig abgesehen worden.

³⁾ Man vergleiche die Formel (233).

nur ist ein Horizontalpendel, wegen des Vorhandenseins des Factors i_0 in dem Hauptgliede mit θ , ein viel empfindlicherer Apparat, als das Verticalpendel.

Die Hauptsache aber ist die, dass das Glied, welches von den Verschiebungen der Erdoberfläche unmittelbar abhängt, immer in der Verbindung $\alpha'' - g\psi$ auftritt. Wenn diese Verschiebungen und Neigungen als völlig unbekannte Grössen auftreten, ist es folglich ganz und gar unmöglich, aus den Aufzeichnungen eines solchen Apparates diese Verschiebungen und Neigungen getrennt zu bekommen. Die Beobachtungen mit solchen Instrumenten, wenn dieselben in der üblichen Weise auch in zwei zu einander senkrecht stehenden Azimuten aufgestellt sind, werden nie im Stande sein, uns über die wahre Bewegung der Erdoberfläche während eines Erdbebens aufzuklären.

Wie compliciert die Bewegung eines Horizontalpendels ausfallen kann, wenn es zu gleicher Zeit der Wirkung von Verschiebungen und Neigungen ausgesetzt ist, falls dieselben auch nur einfache Sinusbewegungen darstellen, werden die im nächsten Paragraphen mitgetheilten mit meiner früher beschriebenen Untersuchungsplattform¹⁾ ausgeführten Beobachtungen ganz deutlich zeigen.

Eine nähere Betrachtung der beiden früher aufgestellten Formeln lässt jedoch die Möglichkeit erkennen, dass man mit Hilfe von zwei, resp. vier, wenn man auch das entsprechende Azimut feststellen will, Vertical- oder Horizontalpendeln die Verschiebungen von den Neigungen zu trennen im Stande wäre. Zu diesem Zweck müsste man, zum Beispiel, zwei Verticalpendel in verschiedenen Höhen aufstellen und, da für jedes derselben s einen verschiedenen Werth erhält, so ist in Wirklichkeit die theoretische Möglichkeit vorhanden, aus den Aufzeichnungen beider Instrumente α und ψ getrennt zu bekommen. Das wäre jedoch ein sehr complicierter Weg, welcher kaum zu empfehlen ist. Es lässt sich aber auf diesem Princip ein besonderer Apparat, eine Art Doppelpendel construiren, welcher im Stande ist, die Neigungen der Erdoberfläche in sehr einfacher Weise wiederzugeben, ganz abgesehen von dem Vorhandensein irgend welcher Verschiebungen. Auf diese Frage werde ich ebenfalls erst in einem späteren Paragraphen zurückkommen.

In meinem ersten Aufsatz «Ueber seismometrische Beobachtungen»²⁾ habe ich zur Untersuchung von Neigungen einen Davison'schen Apparat

¹⁾ Siehe «Ueber seismometrische Beobachtungen» l. c. § 10, p. 162 und «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen». Comptes rendus des séances de la Commission sismique permanente. T. I. Livraison 3. § 9. p. 49 (1904).

²⁾ L. c. § 8 p. 155.

vorgeschlagen, wobei ich, um die schwingenden Bewegungen des Apparates möglichst zu beseitigen, von unten an dem Gewicht einen Stift anzubringen für nützlich hielt, welcher in eine kleine Höhlung hineinragte.

Ein Davison'scher Apparat bietet den grossen Vorthail, dass man durch Vergrösserung des Unterschiedes in der Länge beider Drähte oder durch Verkleinerung der Entfernung zwischen denselben die Empfindlichkeit des Apparates fast im beliebigen Maasse zu steigern im Stande ist, und es schien mir alsdann, als ob der Apparat von Davison, wegen seiner hohen Empfindlichkeit, als ein sehr werthvolles Instrument zur Untersuchung von Neigungen zu empfehlen wäre. Ich habe jedoch dabei ausdrücklich betont¹⁾, dass man, bevor man zur Gründung einer seismometrischen Station nach dem von mir damals vorgeschlagenen Plan herantritt, die verschiedenen angegebenen Formeln zuerst einer sorgfältigen experimentellen Prüfung unterziehen soll. In Bezug auf den Davison'schen Apparat erwies sich dies als höchst berechtigt, da derselbe, obgleich er eine sehr grosse Empfindlichkeit besitzt und für statische Vorgänge, wenn es sich nur darum handelt, die resultierende, fest bleibende Neigung der Erdoberfläche zu ermitteln, sich als ein höchst zweckmässiges und elegantes Instrument bewährt hat, bei dynamischen Vorgängen dagegen, wenn er fortwährend dem Einflusse von Neigungswellen ausgesetzt ist, alle seine Vorthelle verliert und sich, wenigstens in der ihm von Davison gegebenen Form, als ganz und gar unbrauchbar erweist. Es lässt sich jedoch an diesem Apparat eine gewisse Abänderung treffen, welche ihn wieder in ein zur Untersuchung von Neigungen ganz brauchbares Instrument zu verwandeln im Stande ist. Auf diese Frage werde ich ebenfalls später zurückkommen, wenn ich die vollständige Theorie dieses Instruments, welche in meinem ersten Aufsatz nur skizziert wurde, angeben werde.

Dementsprechend zerfällt diese meine Abhandlung in folgende Haupttheile. Erstens werde ich die verschiedenen von mir unter Mitwirkung meines Assistenten Herrn Wilip, welcher mir bei dieser ganzen Arbeit sehr behülflich war, auf meiner Plattform ausgeführten Untersuchungen über den Einfluss von Verschiebungen und Neigungen auf ein Horizontalpendel angeben. Dann werde ich versuchen, eine vollständige Theorie des Davison'schen Apparates darzulegen und zwar zuerst eines von unten gestützten, wie dieses von mir zuerst vorgeschlagen war, und alsdann eines ganz freien.

Zum Schluss werde ich drei Typen von Apparaten besprechen, welche meiner Ansicht nach zur Erforschung reiner Neigungen wirklich tauglich sind, ganz unabhängig von irgend welchen Verschiebungen.

¹⁾ L. c. p. 162.

§ 2.

Ueber die Bewegung eines Horizontalpendels unter dem Einfluss von Verschiebungen und Neigungen.

Das von mir zu diesen Versuchen benutzte Horizontalpendel, welches nach dem Typus der von Bosch in Strassburg angefertigten Instrumente construirt ist, war dasselbe, welches ich bei meinen früheren Versuchen¹⁾ verwendet habe.

Dieses Pendel wurde auf meiner früher beschriebenen Plattform aufgestellt; auf derselben befand sich ebenfalls der Registrierapparat mit der drehbaren Trommel. Ein fest mit dem Boden des Zimmers verbundener Stift diente zur Registrierung der horizontalen Verschiebungen der Plattform auf der drehbaren Trommel. Diese ganze Einrichtung war vollständig identisch mit derjenigen, welche ich in den §§ 10 und 14 meines eben erwähnten Aufsatzes ausführlich beschrieben habe, wobei die dort angegebenen Anmerkungen auch bei diesen Untersuchungen ihre Gültigkeit behalten.

Bei meinen früheren Versuchen habe ich die Bewegung eines periodischen und eines aperiodischen Horizontalpendels nur unter dem Einflusse von Längsverschiebungen der Plattform untersucht.

Jetzt habe ich die Plattform, mit Hilfe der zweiten excentrischen Rolle²⁾, auch periodischen Neigungen ausgesetzt. Ich konnte also entweder periodische Verschiebungen, oder periodische Neigungen, oder auch beide zugleich auf das Horizontalpendel wirken lassen, wobei die Perioden beider Bewegungen mit Hilfe von Transmissionsrollen verschiedener Durchmesser und durch Ein- oder Ausschaltung von Widerständen im Rheostaten beim Electromotor in ziemlich weiten Grenzen geändert werden konnten.

Zum Zweck der Registrierung der Neigungen der Plattform wurde in der unmittelbaren Nähe der Drehungsaxe derselben an dem beweglichen Rahmen *b* (siehe die Fig. XV l. c. p. 163) eine Metallstange befestigt, welche oben einen Stift zum Aufzeichnen einer Curve auf dem geschwärzten Papier der drehbaren Trommel hatte. Ist die Entfernung dieses Stiftes von der Drehungsaxe der Plattform gleich s_1 und ist die Plattform nur reinen periodischen Neigungen allein ausgesetzt, so zeichnet dieser Stift bei der Bewegung der Plattform eine einfache Sinuscurve mit der Amplitude in jedem Moment gleich $s_1\psi$ auf, wobei ψ die entsprechende Neigung der Plattform bedeutet.

¹⁾ Siehe meinen zweiten Aufsatz «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen», L. c. p. 50.

²⁾ Siehe meinen Aufsatz «Ueber seismometrische Beobachtungen», L. c. § 10. p. 162.

Aus einer solchen Curve lässt sich die Periode der Neigungen leicht ermitteln.

Der fest mit dem Boden des Zimmers verbundene Stift zeichnet auf der drehbaren Trommel bei Verschiebungen allein ebenfalls eine einfache Sinuscurve auf, ist aber die Plattform Verschiebungen und Neigungen zugleich ausgesetzt, so wird die entsprechende Sinuscurve etwas verzerrt, wie es auf einigen weiter mitzutheilenden Curven ersichtlich ist. Diese Verzerrung wird durch den Umstand bedingt, dass der obere Theil der Trommel, auf der die registrierenden Stifte draufliegen, nicht mit der Drehungsaxe der Plattform zusammenfällt, sondern von derselben um s_1 entfernt ist. Diese Verzerrung hindert jedoch nicht bei einiger Uebung die Periode der Verschiebungen mit hinlänglicher Genauigkeit zu ermitteln. Ausser dem registrierenden Stifte des Horizontalpendels und den beiden anderen erwähnten Stiften zur Registrierung der Neigungen und Verschiebungen der Plattform wurde noch ein vierter mit dem Registrierapparat verbundener Stift benutzt, welcher die Nulllinie angab und jede Secunde von einem kleinen Electromagnet angezogen wurde, wodurch die Zeit direct auf der Trommel markiert wurde.

Diese vier Stifte wurden auf der Trommel in eine Linie gebracht und so nah wie möglich aneinander gesetzt. Will man die erhaltenen Curven einer genauen Auswerthung unterziehen, so muss man zur Ermittlung der Phasenverschiebungen etc. genau die Entfernung der Stifte kennen, was auch sehr leicht zu bestimmen ist.¹⁾ Bei diesen meinen Versuchen kam es aber gar nicht darauf an, die erhaltenen Curven genau zu verwerthen; man wollte nur den Charakter der Bewegung des Horizontalpendels unter dem Einfluss von periodischen Verschiebungen und Neigungen bei verschiedenen Perioden versinnlichen.

Für diesen Zweck wäre es auch gar nicht nöthig die registrierenden Stifte für die Verschiebungen und Neigungen der Plattform zu benutzen, da die Perioden beider Bewegungen direct mit Hilfe eines Secundenzählers hätten bestimmt werden können. Bei einigen Versuchen sind in der That die Perioden der Verschiebungen der Plattform direct in dieser Weise ermittelt worden.

Alle weiter mitzutheilenden Versuche sind unter denselben Bedingungen mit einem einfachen periodischen, so wie auch mit einem aperiodisch gemachten Horizontalpendel ausgeführt worden.

¹⁾ Dazu braucht man nur bei ruhendem Pendel und Plattform der Trommel eine kleine Verschiebung der Axe entlang mitzuthellen. Dann wird die Entfernung der Stifte direct auf der Trommel angegeben.

Ehe wir zur Betrachtung der Resultate dieser Versuche übergehen, wollen wir zunächst die Theorie der Bewegung eines Horizontalpendels unter dem Einflusse von periodischen Verschiebungen und Neigungen etwas näher erörtern.

Setzen wir eine dämpfende Wirkung auf das Pendel voraus, so lässt sich die Differentialgleichung (2) der Bewegung desselben in folgender verallgemeinerter Form schreiben:

$$\theta'' + 2\varepsilon\theta' + n^2\theta + \frac{1}{l}x'' + \frac{s}{l}\psi'' - \frac{g}{l}\psi = 0. \dots\dots\dots(3)$$

Hierin bedeutet ε die Dämpfungsconstante; was nun aber n^2 betrifft, so wird dasselbe bekanntlich durch die folgende Beziehung mit der Neigung i_0 der Drehungsaxe des Pendels gegen die Verticale verbunden

$$n^2 = \frac{g i_0}{l}. \dots\dots\dots(4)$$

Setzen wir

$$T_0 = \frac{2\pi}{n}, \dots\dots\dots(5)$$

so stellt (5) die Periode der Eigenbewegung des vollständig ungedämpften Pendels dar.

Die Verschiebungen und Neigungen der Plattform entsprachen beide einem periodischen Gesetz.

Setzen wir also demgemäss

$$x = x_0 \sin(n_1 t + \delta_1) \dots\dots\dots(6)$$

und

$$\psi = \psi_0 \sin(n_2 t + \delta_2). \dots\dots\dots(7)$$

Ist nun noch

$$T_1 = \frac{2\pi}{n_1} \dots\dots\dots(8)$$

und

$$T_2 = \frac{2\pi}{n_2}, \dots\dots\dots(9)$$

so bedeutet T_1 die Periode der Verschiebungen und T_2 die der Neigungen. Beide Grössen konnten beliebig geändert werden.

δ_1 und δ_2 sind die anfänglichen Phasen beider Bewegungen; diese Phasen setze ich, der Allgemeinheit halber, als ganz willkürlich voraus.

x_0 und ψ_0 sind die maximalen Amplituden beider periodischen Bewegungen. Bei meiner Plattform ist

$$x_0 = 6,4 \text{ m}$$

und

$$\psi_0 = 0^\circ 17' 57'',$$

also im absoluten Maass

$$\psi_0 = 0,005221.$$

Bestimmen wir nun aus den Gleichungen (6) und (7) die Werthe der zweiten Derivierten und setzen sie in die Differentialgleichung (3) ein, so folgt

$$\theta'' + 2\varepsilon\theta' + n^2\theta = \beta_1 \sin(n_1 t + \delta_1) + \beta_2 \sin(n_2 t + \delta_2), \dots (10)$$

wo

$$\beta_1 = \frac{n_1^2 x_0}{l} \dots \dots \dots (11)$$

und

$$\beta_2 = \{s n_2^2 + g\} \frac{\psi_0}{l} \dots \dots \dots (12)$$

wird.

Bei der Integration dieser Gleichung (10) sind zwei Fälle zu unterscheiden.

Der erste Fall

$$\varepsilon < n$$

entspricht einem gewöhnlichen, periodischen Horizontalpendel mit mehr oder weniger starker Dämpfung.

Der zweite Fall

$$\varepsilon > n$$

entspricht einem aperiodischen Pendel.

Beide Fälle wollen wir besonders untersuchen.

I. Fall.

$$\varepsilon < n.$$

Die Differentialgleichung (10) lässt sich in einfacher Weise nach den bekannten Methoden der Integralrechnung integrieren, wobei das allgemeine Integral in folgender Form dargestellt werden kann:

$$\theta = e^{-\varepsilon t} \left[\Gamma_1 \sin \gamma t + \Gamma_2 \cos \gamma t \right] + \frac{\beta_1}{\sqrt{R_1}} \sin(n_1 t + \delta_1 - \Delta_1) + \frac{\beta_2}{\sqrt{R_2}} \sin(n_2 t + \delta_2 - \Delta_2) \dots (13)$$

Hierin bedeuten:

$$\gamma = +\sqrt{n^2 - \epsilon^2} \dots \dots \dots (14)$$

$$R_1 = (n^2 - n_1^2)^2 + 4\epsilon^2 n_1^2 \dots \dots \dots (15)$$

$$R_2 = (n^2 - n_2^2)^2 + 4\epsilon^2 n_2^2 \dots \dots \dots (16)$$

$$\operatorname{tg} \Delta_1 = \frac{2\epsilon n_1}{(n^2 - n_1^2)} \dots \dots \dots (17)$$

$$\operatorname{tg} \Delta_2 = \frac{2\epsilon n_2}{(n^2 - n_2^2)} \dots \dots \dots (18)$$

Γ_1 und Γ_2 sind zwei Integrationsconstanten, welche von den Anfangsbedingungen der Bewegung des Pendels unmittelbar abhängen.

Die Gleichung (13) stellt eine Curve dar, welche aus drei Sinuscurven zusammengesetzt ist, deren Perioden respective $T = \frac{2\pi}{\gamma}$, T_1 und T_2 sind. Eine von diesen sinusartigen Bewegungen enthält als Factor die Exponentialgrösse $e^{-\epsilon t}$, folglich werden die Amplituden einer dieser drei Bewegungen mit der Zeit immer kleiner und kleiner.

Je kleiner die Differenz zwischen T_0 und den Perioden T_1 oder T_2 , desto kleiner wird R_1 oder R_2 , also desto grösser der Factor beim entsprechenden Sinusgliede.

Wir sehen also, dass ein einfaches periodisches Horizontalpendel, wenn es zu gleicher Zeit Verschiebungen und Neigungen ausgesetzt ist, eine sehr complicierte, aus drei Bewegungen zusammengesetzte Curve aufschreibt, die unter Umständen bei passender Wahl der Perioden recht verwickelt aussehen kann. Dies haben die weiter mitzutheilenden Versuche auch in der That gezeigt.

Fällt eine der Bewegungen der Plattform, entweder die Verschiebungen oder die Neigungen, vollständig weg, so vereinfacht sich die Bewegung des Horizontalpendels, aber sie besteht immer noch aus zwei sinusartigen Bewegungen.

II. Fall.

$$\epsilon > n.$$

In diesem Fall ist die Dämpfung des Pendels so gross, dass es in ein aperiodisches Instrument verwandelt wird. Dies lässt sich durch eine electromagnetische Dämpfung leicht erreichen, wie ich es in meinem zweiten Auf-

satz «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen»¹⁾ anderweitig gezeigt habe.

Das allgemeine Integral der Gleichung (10) nimmt jetzt eine andere Form an.

Es wird nämlich

$$\theta = \left[\Gamma_1 e^{-\mu_1 t} + \Gamma_2 e^{-\mu_2 t} + \frac{\beta_1}{\sqrt{R_1}} \sin(n_1 t + \delta_1 - \Delta_1) + \frac{\beta_2}{\sqrt{R_2}} \sin(n_2 t + \delta_2 - \Delta_2) \right] \dots (19)$$

Hierin bedeuten:

$$\mu_1 = \varepsilon + \alpha \dots (20)$$

$$\mu_2 = \varepsilon - \alpha \dots (21)$$

$$\alpha = +\sqrt{\varepsilon^2 - n^2} \dots (22)$$

Γ_1 und Γ_2 sind wiederum zwei Integrationsconstanten.

R_1 , R_2 , Δ_1 und Δ_2 haben dieselbe Bedeutung wie im Falle I; sie werden resp. durch die Gleichungen (15), (16), (17) und (18) bestimmt.

Der in den eckigen Klammern in der Formel (19) stehende Ausdruck verschwindet wegen der starken Dämpfung des Apparates schon bei sehr kleinen Werthen von t , und es bleiben also nur zwei einfache Sinusbewegungen mit den Perioden T_1 und T_2 übrig.

Wir sehen also, dass ein aperiodisch gemachtes Horizontalpendel, wenn es zugleich Verschiebungen und Neigungen ausgesetzt ist, eine doppelte Sinuscurve aufschreibt. Die Bewegung des Pendels ist viel einfacher, als im periodischen Zustande, aber immer noch kann seine Bewegung unter Umständen recht compliciert ausfallen.

Fällt eine der Bewegungen der Plattform, entweder die Verschiebungen oder die Neigungen, ganz fort, so giebt das aperiodische Horizontalpendel genau den Charakter der Bewegung der Plattform wieder, nur mit einer anderen Amplitude und einer anderen anfänglichen Phase.

Die Werthe der Integrationsconstanten Γ_1 und Γ_2 in den Formeln (13) und (19) lassen sich aus den Anfangsbedingungen der Bewegung ohne Schwierigkeit bestimmen.

¹⁾ L. c.

Wollen wir nun einige Specialfälle etwas näher besprechen.

Wir wollen immer voraussetzen, dass am Anfang der Bewegung das Pendel in Ruhe ist.

Dann ist für $t = 0$

$$\theta = \theta_0 = 0.$$

Was nun die anfängliche relative Winkelgeschwindigkeit des Pendels $\theta' = (\theta')_0$ anbelangt, so ist es ohne Weiteres ersichtlich, dass dieselbe in folgender Weise sich ausdrücken lässt:

$$(\theta')_0 = -\frac{1}{l} \{ (x')_0 + s(\psi')_0 \}, \dots\dots\dots (23)$$

wo $(x')_0$ und $(\psi')_0$ die Geschwindigkeiten beider periodischen Bewegungen der Plattform im Zeitmoment $t = 0$ bedeuten.

Die Formel (23) kann auch in folgender Weise sehr leicht bewiesen werden.

Dazu braucht man nur die Gleichung (3) Glied für Glied nach t zu integrieren und zwar zwischen den Grenzen 0 und τ , wo τ eine äusserst kleine Grösse bedeutet.

Es ergibt sich

$$(\theta')_0 + 2\varepsilon\theta_0 + n^2 \int_0^\tau \theta dt + \frac{1}{l} (x')_0 + \frac{s}{l} (\psi')_0 - \frac{g}{l} \int_0^\tau \psi dt = 0.$$

θ_0 ist der Voraussetzung nach gleich Null; $(x')_0$ und $(\psi')_0$ sind zwei endliche Grössen, während beide in der letzten Formel vorkommende Integrale für äusserst kleine Werthe von τ selbst verschwindend klein werden; es wird also

$$(\theta')_0 = -\frac{1}{l} \{ (x')_0 + s(\psi')_0 \},$$

was zu beweisen war.

Wegen der Beziehungen (6) und (7) kann man schreiben:

$$(\theta')_0 = -\frac{1}{l} \{ n_1 x_0 \cos \delta_1 + s n_2 \psi_0 \cos \delta_2 \}. \dots\dots\dots (24)$$

Setzen wir in der Gleichung (13) resp. (19) und in den aus ihnen durch einmalige Differentiation nach t erhaltenen Gleichungen $t = 0$, so ergeben sich zwei Gleichungen, aus welchen Γ_1 und Γ_2 sich ohne Schwierigkeit bestimmen lassen.

Es folgt also unter Berücksichtigung der Beziehung (24):

Im I Fall ($\varepsilon < n$)

$$\Gamma_1 = -\frac{1}{\gamma} \left[\frac{\beta_1}{\sqrt{R_1}} \{ \varepsilon \sin(\delta_1 - \Delta_1) + n_1 \cos(\delta_1 - \Delta_1) \} + \right. \\ \left. + \frac{\beta_2}{\sqrt{R_2}} \{ \varepsilon \sin(\delta_2 - \Delta_2) + n_2 \cos(\delta_2 - \Delta_2) \} + \right. \\ \left. + \frac{1}{l} \{ n_1 x_0 \cos \delta_1 + s n_2 \psi_0 \cos \delta_2 \} \right] \dots (25)$$

und

$$\Gamma_2 = -\frac{\beta_1}{\sqrt{R_1}} \sin(\delta_1 - \Delta_1) - \frac{\beta_2}{\sqrt{R_2}} \sin(\delta_2 - \Delta_2) \dots (26)$$

Im II Fall ($\varepsilon > n$)

$$\Gamma_1 = \frac{\mathfrak{B} - \mu_2 \mathfrak{A}}{\mu_1 - \mu_2} \dots (27)$$

und

$$\Gamma_2 = -\frac{\mathfrak{B} - \mu_1 \mathfrak{A}}{\mu_1 - \mu_2} \dots (28)$$

Hierin bedeuten:

$$\mathfrak{A} = -\frac{\beta_1}{\sqrt{R_1}} \sin(\delta_1 - \Delta_1) - \frac{\beta_2}{\sqrt{R_2}} \sin(\delta_2 - \Delta_2), \dots (29)$$

$$\mathfrak{B} = \frac{n_1 \beta_1}{\sqrt{R_1}} \cos(\delta_1 - \Delta_1) + \frac{n_2 \beta_2}{\sqrt{R_2}} \cos(\delta_2 - \Delta_2) + \frac{1}{l} \{ n_1 x_0 \cos \delta_1 + s n_2 \psi_0 \cos \delta_2 \} \dots (30)$$

Wollen wir nun für jeden dieser beiden Hauptfälle einige Specialfälle betrachten.

I. Fall. ($\varepsilon < n$).

Fall A. $\varepsilon = 0$ δ_1 und δ_2 willkürlich.

$$\theta = \Gamma_1 \sin nt + \Gamma_2 \cos nt + \frac{x_0}{l} \cdot \frac{n_1^2}{n^2 - n_1^2} \sin(n_1 t + \delta_1) + \frac{\psi_0}{l} \cdot \frac{n_2^2 s + g}{n^2 - n_2^2} \sin(n_2 t + \delta_2)$$

$$\Gamma_1 = -\frac{x_0}{l} \cdot \frac{n n_1}{n^2 - n_1^2} \cos \delta_1 - \frac{n_2}{n} \cdot \frac{\psi_0}{l} \cdot \frac{n^2 s + g}{n^2 - n_2^2} \cos \delta_2$$

$$\Gamma_2 = -\frac{\beta_1}{n^2 - n_1^2} \sin \delta_1 - \frac{\beta_2}{n^2 - n_2^2} \sin \delta_2.$$

Fall B. $\varepsilon = 0$ $\delta_1 = 0$ $\delta_2 = 0$.

$$\theta = - \left\{ \frac{n n_1}{n^2 - n_1^2} \cdot \frac{x_0}{l} + \frac{n_2}{n} \cdot \frac{\psi_0}{l} \cdot \frac{n^2 s + g}{n^2 - n_2^2} \right\} \sin nt \\ + \frac{x_0}{l} \cdot \frac{n_1^2}{n^2 - n_1^2} \sin n_1 t + \frac{\psi_0}{l} \cdot \frac{n_2^2 s + g}{n^2 - n_2^2} \sin n_2 t.$$

Fall C. $\varepsilon = n$ δ_1 und δ_2 willkürlich.

$$\theta = - e^{-nt} \left[\left\{ \frac{\beta_1}{n^2 + n_1^2} \sin(\delta_1 - \Delta_1) + \frac{\beta_2}{n^2 + n_2^2} \sin(\delta_2 - \Delta_2) \right\} (1 + nt) \right. \\ \left. + \left\{ \frac{n_1 \beta_1}{n^2 + n_1^2} \cos(\delta_1 - \Delta_1) + \frac{n_2 \beta_2}{n^2 + n_2^2} \cos(\delta_2 - \Delta_2) + \frac{1}{l} (n_1 x_0 \cos \delta_1 + s n_2 \psi_0 \cos \delta_2) \right\} t \right] \\ + \frac{\beta_1}{n^2 + n_1^2} \sin(n_1 t + \delta_1 - \Delta_1) + \frac{\beta_2}{n^2 + n_2^2} \sin(n_2 t + \delta_2 - \Delta_2).$$

Fall D. $\varepsilon = n$ $\delta_1 = 0$ $\delta_2 = 0$.

$$\theta = e^{-nt} \left[2n \left\{ \frac{n_1 \beta_1}{(n^2 + n_1^2)^2} + \frac{n_2 \beta_2}{(n^2 + n_2^2)^2} \right\} - \left\{ n_1 \frac{x_0}{l} \cdot \frac{n^2}{n^2 + n_1^2} + \right. \right. \\ \left. \left. + n_2 \frac{\psi_0}{l} \cdot \frac{n^2 s + g}{n^2 + n_2^2} \right\} t \right] + \frac{\beta_1}{n^2 + n_1^2} \sin(n_1 t - \Delta_1) + \frac{\beta_2}{n^2 + n_2^2} \sin(n_2 t - \Delta_2).$$

II. Fall. ($\varepsilon > n$).

Fall C.¹⁾ $\varepsilon = n$ δ_1 und δ_2 willkürlich.

$$\theta = - e^{-nt} \left[\left\{ \frac{\beta_1}{n^2 + n_1^2} \sin(\delta_1 - \Delta_1) + \frac{\beta_2}{n^2 + n_2^2} \sin(\delta_2 - \Delta_2) \right\} (1 + nt) \right. \\ \left. + \left\{ \frac{n_1 \beta_1}{n^2 + n_1^2} \cos(\delta_1 - \Delta_1) + \frac{n_2 \beta_2}{n^2 + n_2^2} \cos(\delta_2 - \Delta_2) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{l} (n_1 x_0 \cos \delta_1 + s n_2 \psi_0 \cos \delta_2) \right\} t \right] + \frac{\beta_1}{n^2 + n_1^2} \sin(n_1 t + \delta_1 - \Delta_1) \\ + \frac{\beta_2}{n^2 + n_2^2} \sin(n_2 t + \delta_2 - \Delta_2).$$

¹⁾ Die Fälle A und B haben keinen Sinn mehr, da $\varepsilon \geq n$ ist.

Diese Formel fällt mit derjenigen im Falle I (C) genau zusammen, was schon a priori zu erwarten war, folglich werden die Formeln im Falle D ebenfalls identisch.

Nach diesen theoretischen Ueberlegungen wollen wir nun zur Betrachtung der mit Hilfe der Plattform erhaltenen Curven der Bewegung des Horizontalpendels übergehen.

Es ist eine grosse Anzahl von Curven (im Ganzen bis 48) erhalten worden, aber wir werden nur die charakteristischeren von ihnen betrachten.

In den meisten Fällen wurden die Versuche so eingerichtet, dass die anfänglichen Phasen δ_1 und δ_2 beider Sinusbewegungen für die Verschiebungen und Neigungen gleich Null waren.

Was nun die Einzelheiten der Ausmessung der Curven anbelangt, so verweise ich auf meine früher citierte Abhandlung «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen».

Die erste Curve № 1 (siehe Fig. 2) wurde bei ruhender Plattform und beim offenen Stromkreis im dämpfenden Electromagnet erhalten. Sie diente nur dazu, die Eigenperiode des Pendels zu bestimmen. Es ergab sich $T = 9^{\circ}55$.

Eine zweite ähnliche Curve № 24 (siehe Fig. 3) wurde nach Verlauf der Hälfte der Beobachtungen erhalten. In diesem Fall war aber der Electromagnet gänzlich entfernt worden. Die Curve zeigt jetzt eine äusserst kleine Dämpfung, während im ersten Fall die Dämpfung einen ziemlich beträchtlichen Werth besitzt, obgleich der Stromkreis offen war. Diese Dämpfung hat ihre Hauptursache in dem im Electromagnet zurückgebliebenen Magnetismus. Auf die Periode des Pendels hat jedoch dieser Umstand keinen merklichen Einfluss; aus der Curve № 24 ergab sich diese Periode $T = 9^{\circ}57$.

Nach Abschluss aller Beobachtungen wurde die Periode des Pendels, auch bei entferntem Electromagnet, abermals bestimmt (Curve № 48)¹⁾. Es ergab sich $T = 9^{\circ}59$.

Im Mittel aus allen drei Bestimmungen folgt für die Eigenperiode des Pendels

$$T = 9^{\circ}57.$$

Vermehrt man nun die Stromstärke i im Electromagnet, so wird die Dämpfung des Pendels immer grösser und grösser werden, und bei einer Stromstärke $i = 2,1$ Amp. wird das Pendel schon in ein aperiodisches Instrument verwandelt.

¹⁾ Diese Curve ist hier nicht wiedergegeben.

←

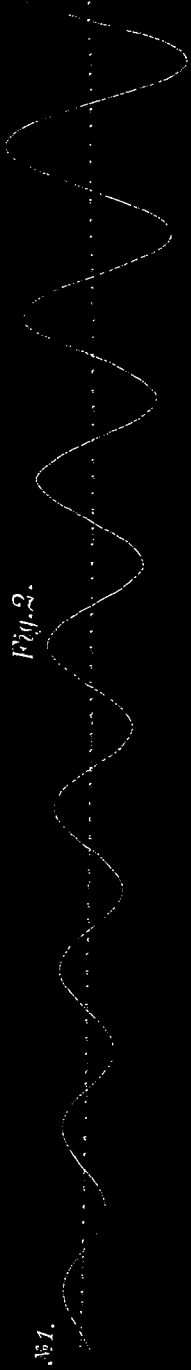


Fig. 2.

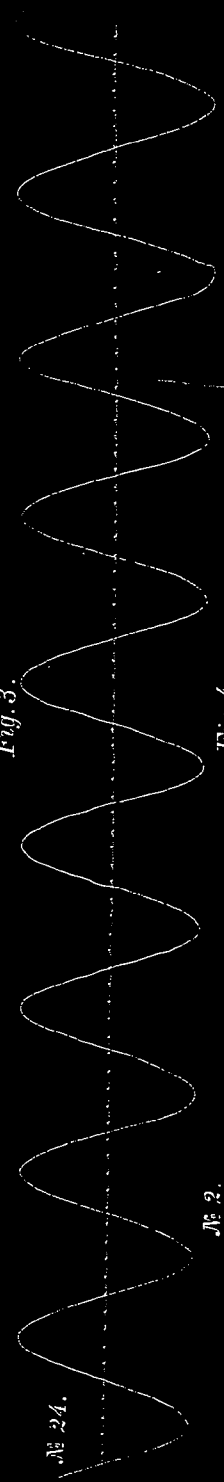


Fig. 3.

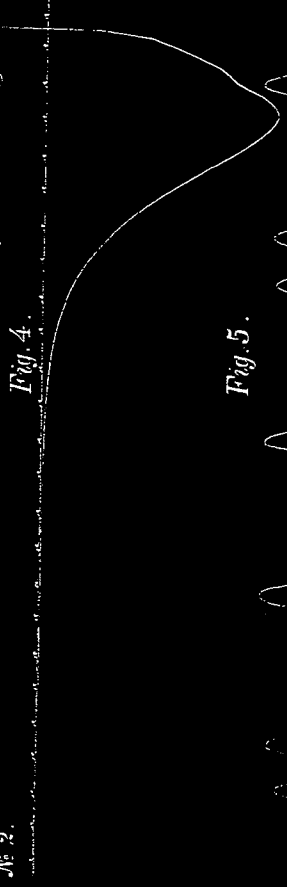


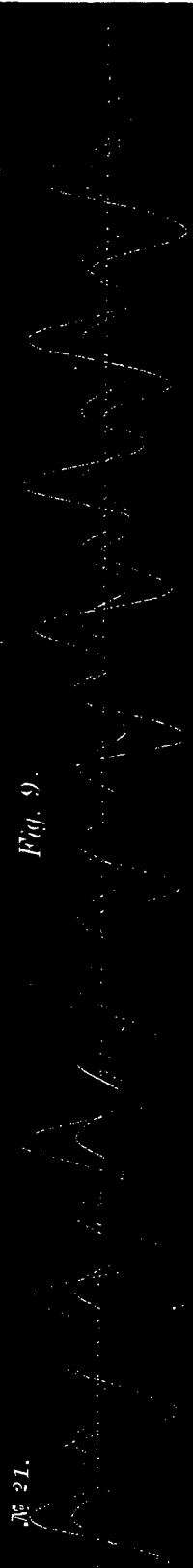
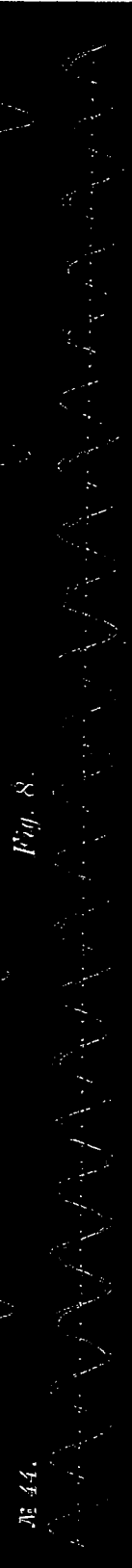
Fig. 4.



Fig. 5.



Fig. 6.



Betrachten wir nun die Curven №№ 23, 45, 21, 41 und 20, welche einem ungedämpften Pendel entsprechen, so sehen wir, dass sie recht compliciert ausfallen, obgleich die Plattform selbst eine einfache Sinusbewegung ausführt.

Vergleicht man weiter die Curven №№ 23, 21 und 20, bei welchen die anfänglichen Phasen δ_1 und die des Pendels selbst gleich Null waren, mit einander, so erkennt man sofort, dass mit wachsender Periode T_1 der Verschiebungen der Plattform, d. h. bei Verkleinerung der Differenz zwischen der Eigenperiode T des Pendels und T_1 , die Amplituden der Ausschläge desselben immer grösser werden.

Bei den Curven №№ 45 und 41 waren die anfänglichen Phasen nicht gleich Null, infolge dessen hängen die Amplituden der Ausschläge des Pendels im hohen Maasse von den Anfangsbedingungen der Bewegung ab.

Nun aber zeigen die anderen fünf Curven №№ 18, 44, 8, 40 und 5, dass beim Horizontalpendel, wenn dasselbe in ein aperiodisches Instrument verwandelt wird, der Einfluss seiner Eigenbewegung für nicht zu kleine Werthe von t gänzlich fortfällt und dasselbe eine Curve beschreibt, welche der der Plattformbewegung vollständig ähnlich ist; die Periode ist genau dieselbe (T_1), nur tritt eine gewisse Phasenverschiebung ein; ausserdem sind die maximalen Amplituden der Ausschläge etwas geändert und zwar nehmen diese Amplituden des Pendels mit wachsenden Werthen von T_1 stetig ab.

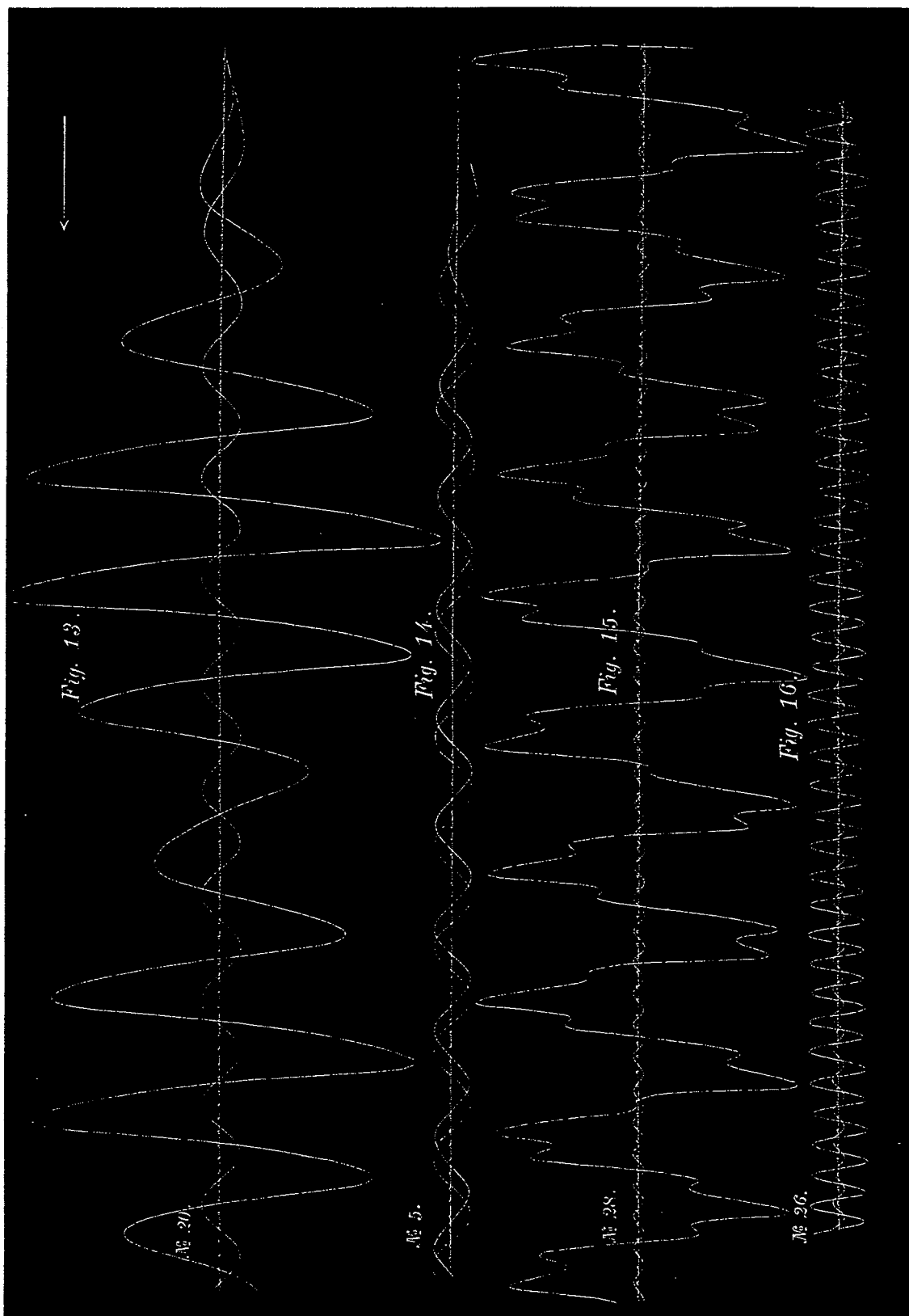
Das Verhalten aller dieser Curven steht im vollen Einklang mit der früher vorgeführten Theorie.

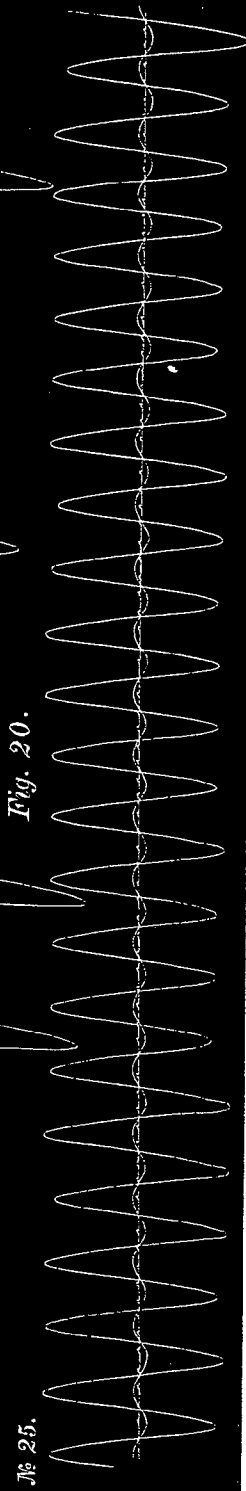
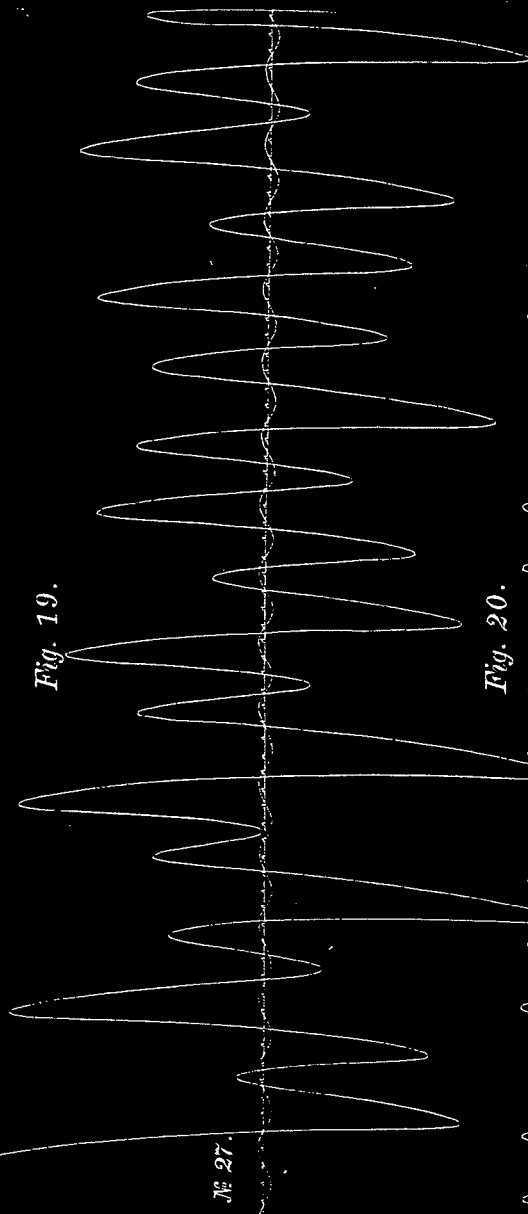
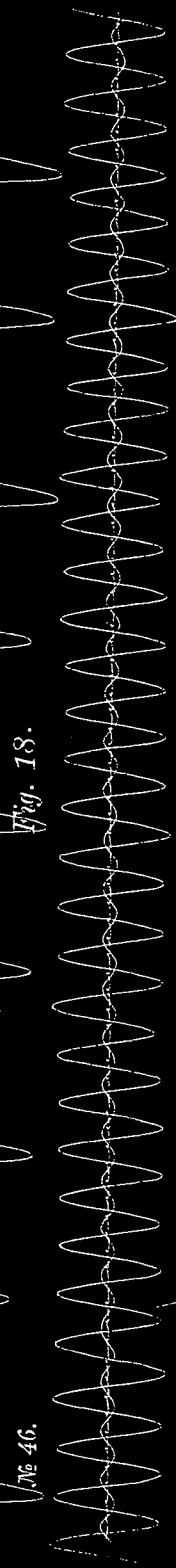
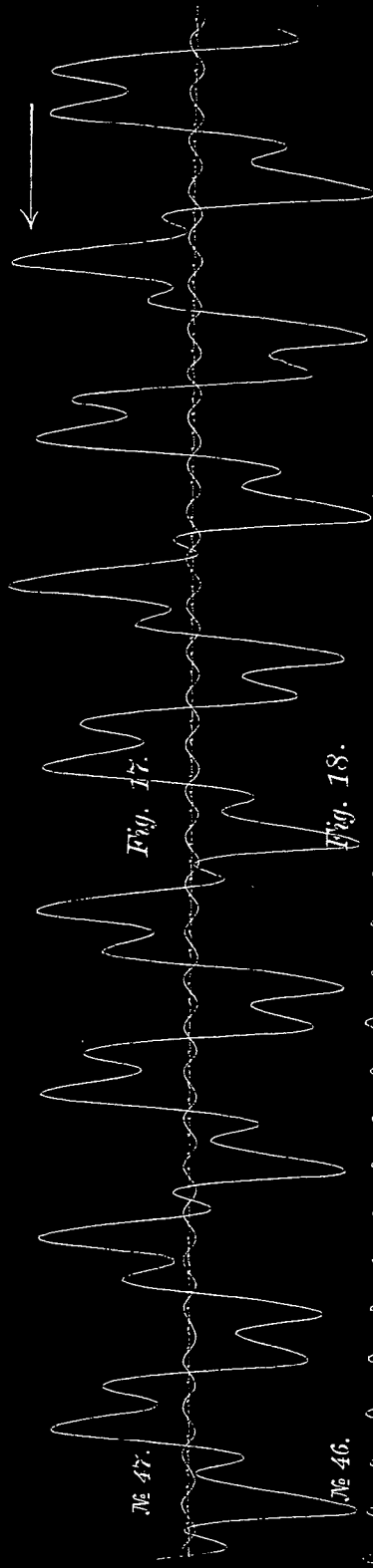
Aehnliche Curven habe ich schon in meiner früheren Abhandlung «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen» publiciert und ihre Eigenschaften dort anderweitig besprochen. Ich bin auf diese Frage hier nur der Vollständigkeit halber nochmals zurückgekommen.

Zweite Versuchsreihe.

Neigungen.

№ der Curve.	№ der Figur.		T_2
28	15	Ohne Magnet.	2,28
26	16	2,1	2,15
47	17	Ohne Magnet.	2,72
46	18	2,1	2,78
27	19	0	4,22
25	20	2,1	3,67





Solche Versuche über die Bewegung eines Horizontalpendels unter dem Einflusse periodischer Neigungen der Plattform publiciere ich hier zum ersten Mal.

Betrachtet man die Curven №№ 28, 47 und 27, welche einem ungedämpften Pendel entsprechen, so sehen wir, dass die Bewegungen desselben unter dem Einfluss ganz einfacher periodischer Neigungen der Plattform äusserst compliciert ausfallen. Dabei weisen die Curven №№ 28 und 47 sehr eigenthümliche Zacken auf, die, wenn die Registriertrommel sich etwas langsamer gedreht hätte, so aussehen würden, als ob das Pendel in diesen Momenten gewisse Stösse erhalten hätte. In der That aber bewegt sich die Plattform ganz ruhig nach einem einfachen Sinusgesetz, und die Zacken haben also ihre Ursache nur in den Eigenschaften des Pendels selbst.

Diese Thatsache zeigt ganz deutlich, wie vorsichtig man vorgehen muss, wenn man aus den Zacken der Seismogramme Schlüsse über Stösse in der Erdbewegung während eines Erdbebens ziehen will.

Bei der Curve № 27, d. h. bei dem grössten Werth von T_2 , waren die Ausschläge des Pendels so gross, dass man nicht mehr den dämpfenden Electromagnet ganz entfernen konnte. In diesem Falle, wie auch bei den weiter zu besprechenden Curven №№ 31 und 32, verfuhr man bei den Versuchen in folgender Weise. Man setzte die Plattform in Bewegung, während die Stromstärke im Electromagnet $i = 2,1$ war. Das Pendel setzte sich in Bewegung und nach einigen Secunden öffnete man den Stromkreis und setzte in diesem Moment die Trommel in Gang. Auf diese Weise bekam man kleinere Ausschläge des Pendels, aber bei der Curve № 27 waren sie immer noch so gross, dass das Pendel schliesslich aus dem Bereich der Registriertrommel kam.

Gehen wir nun zur Betrachtung der Curven №№ 26, 46 und 25 über, welche einem aperiodischen Pendel entsprechen, so sehen wir, dass für nicht zu kleine Werthe von t der Einfluss der Eigenbewegung des Pendels ebenfalls fortfällt. Die vom Pendel gezeichneten Curven schliessen sich sehr gut den Curven der Bewegung der Plattform an; es sind ebenfalls Sinuscurven mit genau derselben Periode T_2 . Es tritt jedoch eine Phasenverschiebung ein; ausserdem sind die Amplituden der Pendelbewegung grösser und zwar, je grösser T_2 , desto grösser wird auch die entsprechende maximale Amplitude des Pendelausschlags, alles im vollständigen Einklang mit der früher dargelegten Theorie.

Wir sehen also, wie vortheilhaft es auch im Falle von Neigungen ist ein Horizontalpendel in ein aperiodisches Instrument zu verwandeln. Aehnliche Betrachtungen, wie ich sie in meinem Aufsatz «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen» bezüglich der Bewegung eines periodi-

schen und aperiodischen Horizontalpendels unter dem Einflusse von Verschiebungen angestellt habe, lassen sich auch auf den Fall von Neigungen übertragen.

Zum Schluss möchte ich noch bemerken, dass diese eben besprochenen Versuche eigentlich keine ganz reinen Neigungsversuche waren, da bei ihnen die Entfernung des Stützpunktes des Pendels von der Drehungsaxe der Plattform s nicht Null war, sondern 22,7 cm. betrug. Infolge dessen war das Pendel bei Neigungen der Plattform auch kleinen Verschiebungen unterworfen, deren Maximalgrösse $s\psi_0 = 1,2^m_m$ betrug. Da aber diese Verschiebungen dieselbe Periode T_2 wie die Neigungen hatten, so hat diese Thatsache in dieser Frage keine wesentliche Bedeutung.

Dritte Versuchsreihe.

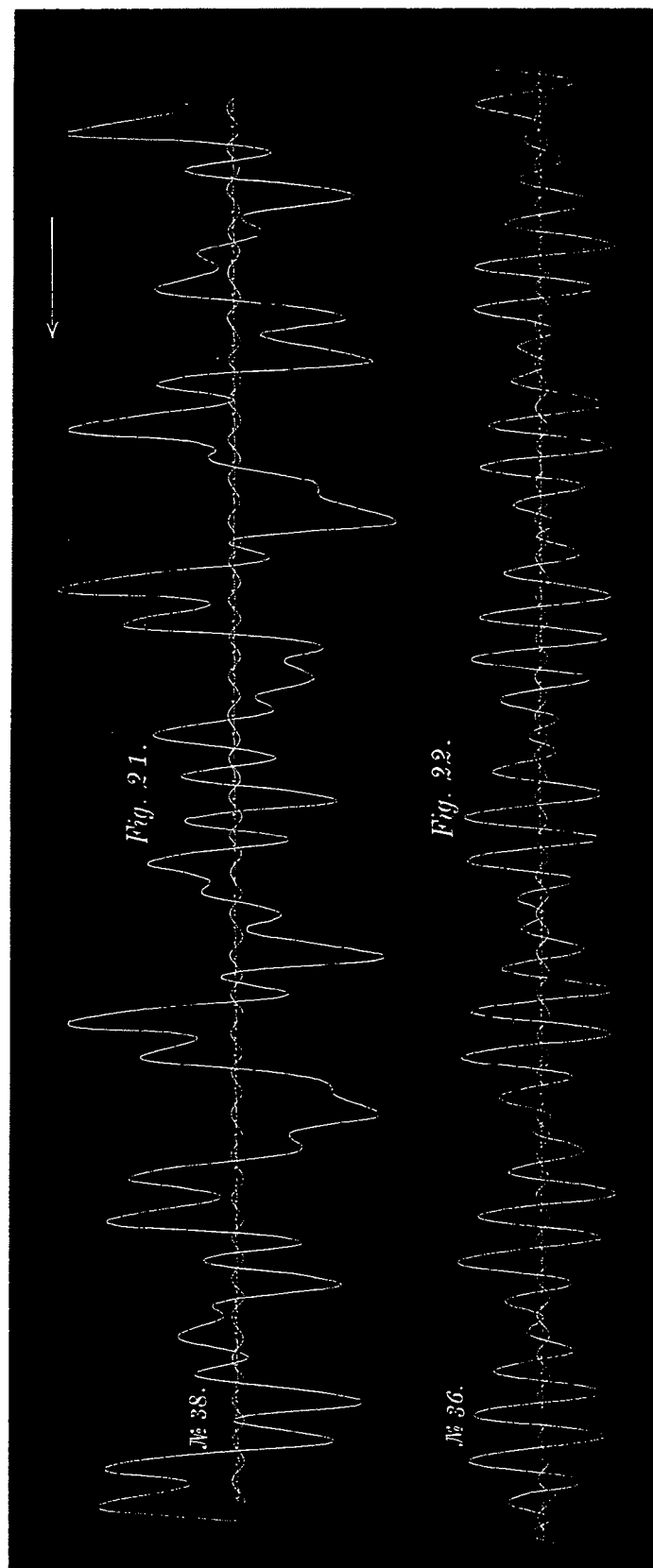
Verschiebungen und Neigungen.

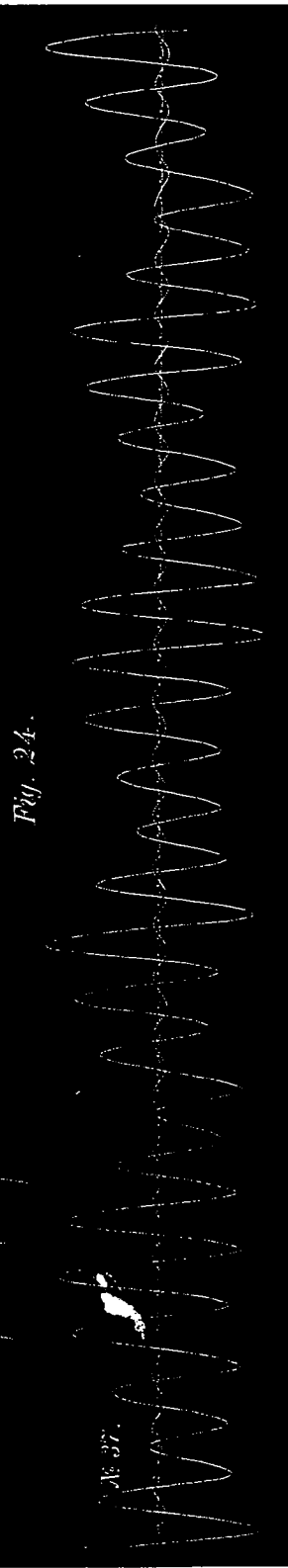
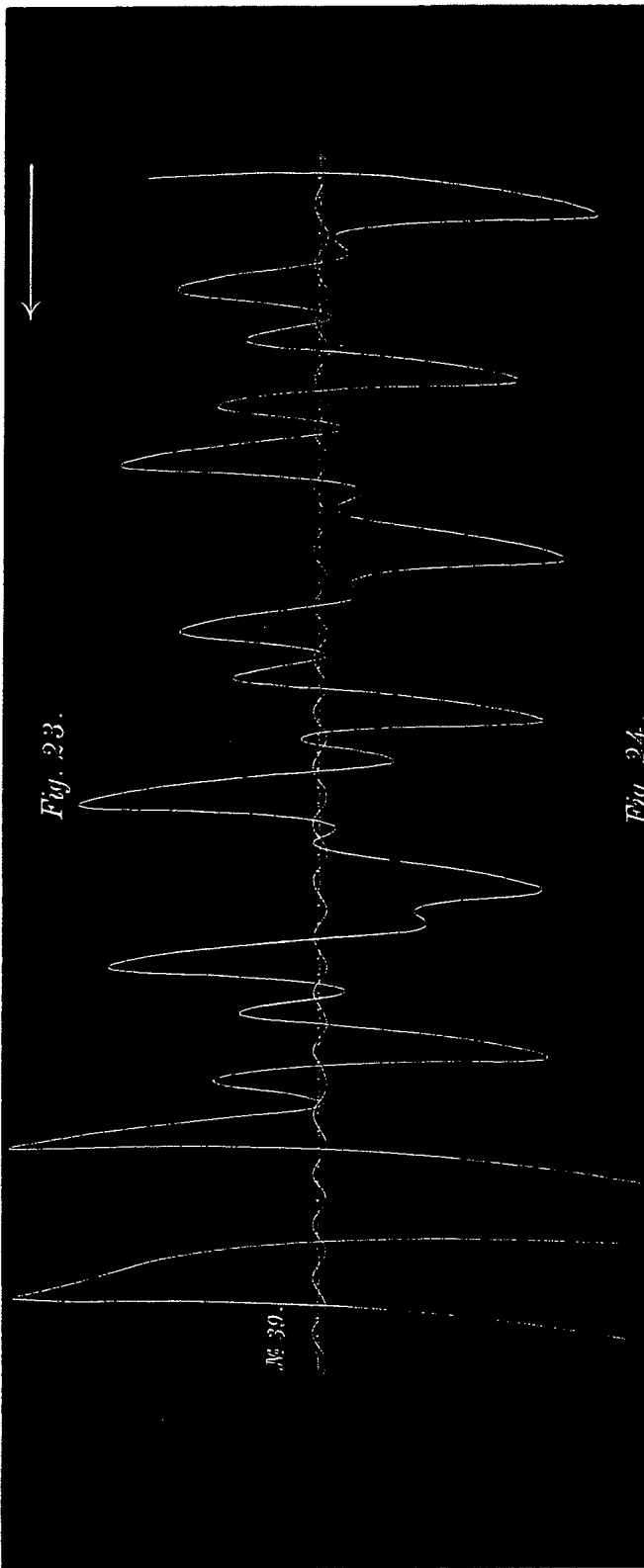
N ^o der Curve.	N ^o der Figur.		T_1	T_2
38	21	Ohne Magnet.	3,08	2,47
36	22	2,1	3,08	2,43
39	23	Ohne Magnet.	4,02	3,27
37	24	2,1	3,99	3,26
31	25	0	4,46	2,39
29	26	2,1	4,48	2,42
32	27	0	5,63	3,09
30	28	2,1	5,68	3,23

Die Curven N^o 38, 39, 31 und 32, welche einem ungedämpften Pendel entsprechen, fallen, wie wir sehen, wenn das Pendel dem Einfluss von Verschiebungen und Neigungen zugleich ausgesetzt ist, sehr compliciert aus. Sie entsprechen der Theorie nach einer dreifachen Sinuscurve.

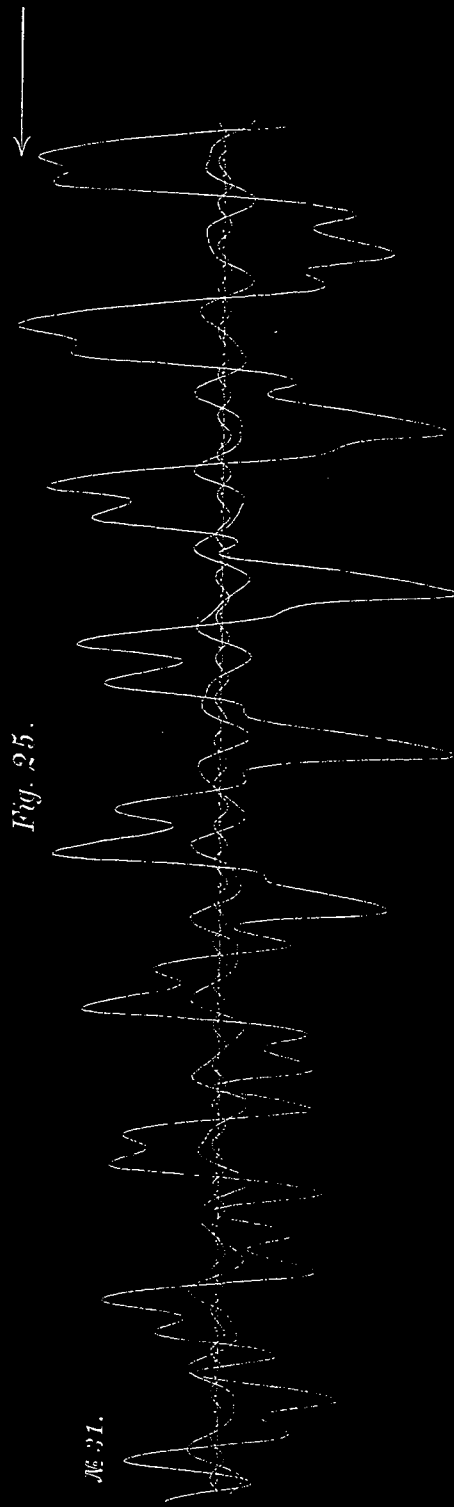
Die auf den Curven N^o 31 und 32 dargestellten kleinen regelmässigen Sinusoiden geben die Neigungen der Plattform, die mittlere verzerrte Sinusoide die Verschiebungen derselben wieder. Die äussere Curve stellt die Bewegung des Pendels selbst dar.

Gehen wir zur Betrachtung der übrigen 4 Curven N^o 36, 37, 29 und 30 über, welche bei denselben Voraussetzungen in Bezug auf die Werthe der Perioden T_1 und T_2 einem aperiodischen Pendel entsprechen, so sehen

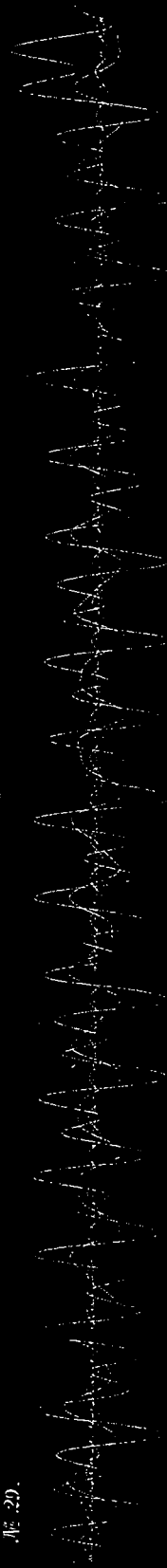




№ 31.



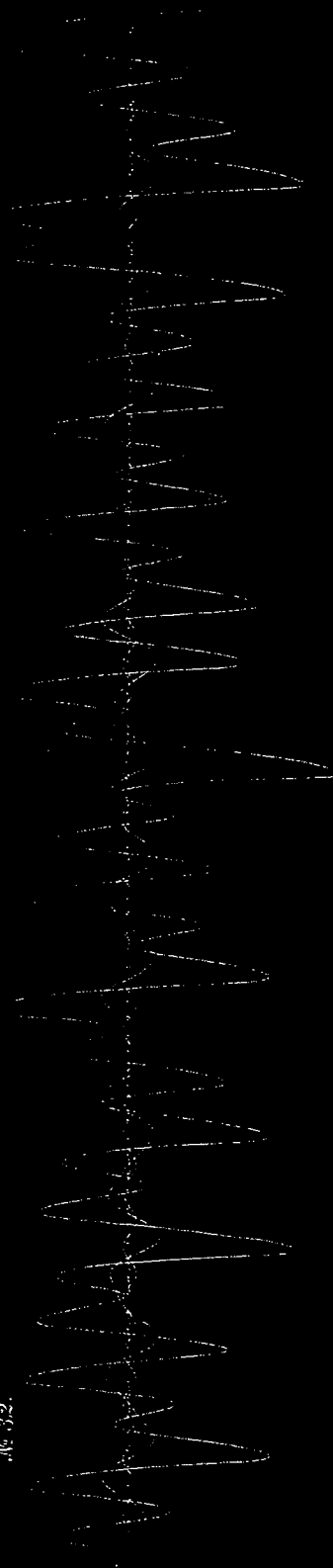
№ 29.



№ 32.

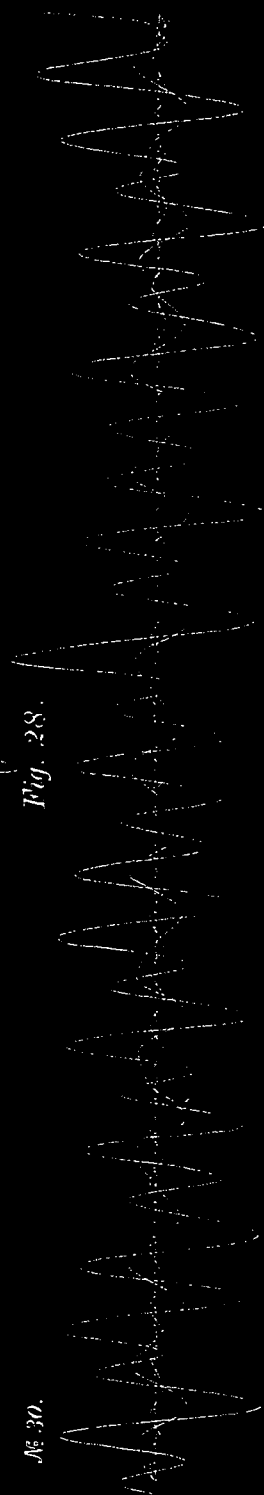
Fig. 27.

—
V



№ 30.

Fig. 28.



wir, dass dieselben viel einfacher als die 4 eben besprochenen Curven ausfallen. Sie entsprechen in der That jetzt schon einer doppelten Sinuscurve, da der Einfluss der Eigenbewegung des Pendels eliminiert wird (für nicht zu kleine Werthe von t), aber sie bleiben immerhin doch zu compliciert, um für seismometrische Zwecke sehr nützlich zu sein.

Es wäre ganz und gar unmöglich die Verschiebungen von den Neigungen aus der Aufzeichnung eines Horizontalpendels zu trennen, auch wenn dasselbe in ein aperiodisches Instrument verwandelt wäre.

Es muss also ein Mittel gefunden werden, um die Neigungen ganz unabhängig von den etwaigen Verschiebungen zu registrieren.

Der Lösung dieser Aufgabe ist eben diese Abhandlung gewidmet.

§ 3.

Theorie des gestützten Davison'schen Apparates.

Ich habe in der Einleitung zu dieser Abhandlung bemerkt, dass der Davison'sche Apparat ein gegen Neigungen sehr empfindliches Instrument ist. Da er aber bei Verschiebungen wie ein Pendel in Schwingungen geräth, so habe ich vorgeschlagen, um diese Ausschläge möglichst zu vermeiden, an demselben von unten einen Stift anzubringen, welcher in eine kleine Höhlung hineinragt.

Ein solcher Apparat wurde nun vom Mechaniker des Physikalischen Laboratoriums der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften Herrn Masing construirt und auf der beweglichen Plattform untersucht. Derselbe bestand aus einem schweren Messingcylinder, welcher von zwei Drähten ungleicher Länge getragen wurde. Die Länge der Drähte, wie auch die Entfernung zwischen denselben, konnte beliebig geändert werden. Das ganze System wurde an einem besonderen Gestell aufgehängt. Unten am Cylinder wurde der früher erwähnte Stift angebracht.

Dieser Apparat erwies sich in der That als sehr empfindlich gegen Neigungen. Bei den Verschiebungen der Plattform kam aber ein sehr wesentlicher Nachtheil dieser Einrichtung zum Vorschein. Der untere Stift sollte die Schwingungen des Apparates bei Verschiebungen verhindern, da aber der Schwerpunkt dieses beweglichen Systems viel höher als der Stützpunkt des Stiftes lag, so gerieth der Cylinder bei Verschiebungen der Plattform in's

Zittern, wobei er immer noch kleine Verschiebungen aufwies. Um diese zitternde Bewegung des Cylinders bei Verschiebungen möglichst zu vermeiden, versuchte ich die Entfernung zwischen dem Schwerpunkt des cylindrischen Gewichtes und dem Stützpunkt des Stiftes möglichst zu verkleinern.

Dazu wurde der Cylinder von unten theilweise durchgebohrt und in der Nähe des Schwerpunktes desselben ein kleiner Stift angebracht. Unter dem Gewicht und ganz frei von demselben wurde eine kleine Säule befestigt, welche mittelst einer Schraube gehoben oder gesenkt werden konnte. Oben auf der Säule war eine kleine Platte befestigt, welche eine sehr kleine conische Höhlung hatte. Wurde die Säule gesenkt, so konnte der Apparat sich ganz frei bewegen. Hob man sie aber nach oben, so konnte der Stift in die kleine Höhlung gebracht werden, wodurch die Unterstützung des Apparates erzielt wurde.

Die schematische Zeichnung auf der Fig. 29 giebt einen Ueberblick über diese ganze Einrichtung.

In Wirklichkeit hatte das Gewicht bei diesen Versuchen eine etwas andere Form, welche den Stift immer zu sehen und dadurch die Höhe der Platte mit der Höhlung passend zu regulieren gestattete.

Die mit diesem abgeänderten Apparat mit Hilfe der Plattform gemachten Versuche haben in der That gezeigt, dass die Verschiebungen derselben fast keinen Einfluss mehr auf die Bewegung des Apparates hatten. In dieser Hinsicht erwies sich also die getroffene Einrichtung als ganz zweckmässig, aber es kam dabei ein neuer Nachtheil zum Vorschein. Die Schwingungen des Apparates wurden in der That vermieden, aber die Empfindlichkeit desselben gegen Neigungen hatte dabei sehr viel eingebüsst.

Je kleiner die Entfernung Δ zwischen dem Schwerpunkt des beweglichen Systems und dem Stützpunkte des Stiftes ist, desto unempfindlicher wird der Apparat gegen Neigungen. Das haben die Versuche ergeben.

Wollen wir jetzt die Theorie dieses Apparates besprechen und die Abhängigkeit der Empfindlichkeit desselben vom Werthe von Δ klarlegen.

Setzen wir ein rechtwinkliges Coordinatensystem xyz voraus (siehe die Fig. 29), wobei die zy -Ebene mit derjenigen Ebene $AC DB$ zusammenfallen soll, welche durch beide Drähte geht, wenn der Apparat in Ruhe ist. Die Länge der Drähte sei resp. a und b , die Entfernung zwischen denselben 2δ .

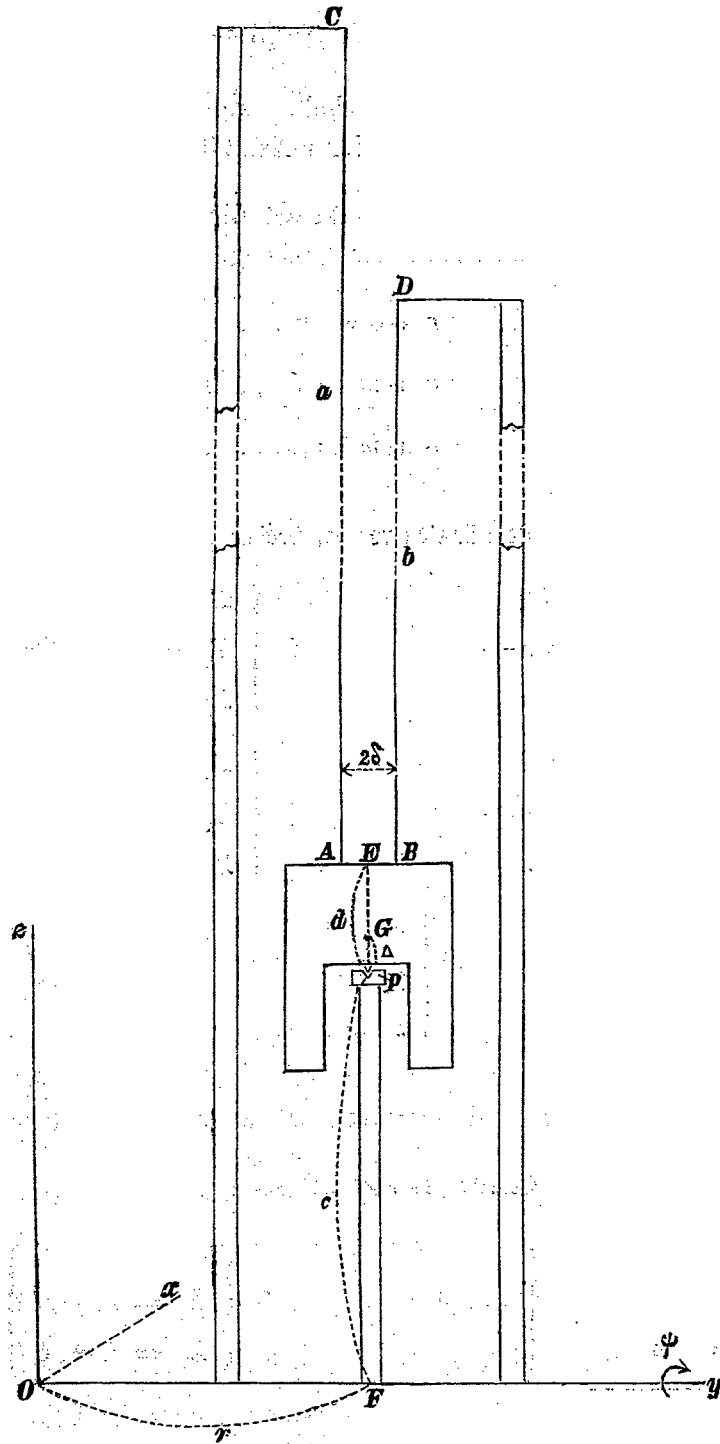
$GP = \Delta$ ist die Entfernung des Schwerpunktes G des beweglichen Systems vom Stützpunkte P ,

$EP = d$ die Entfernung von E vom Stützpunkt P und

c die Entfernung dieses Stützpunktes von der y -Axe.

r ist die Entfernung von F vom Anfangspunkte des Coordinatensystems 0.

Fig. 29.



Es soll nun eine sehr kleine Drehung ψ um die y -Axe in der Richtung des Pfeiles stattfinden.

Es fragt sich nun, um welchen Winkel θ wird der Apparat sich dabei um die EP -Axe drehen?

Wegen der Kleinheit von ψ wird das gesuchte θ auch der Winkel zwischen AB und der y -Axe sein.

Ausserdem bestimmen wir den Winkel ω , welchen die Normale PE zur oberen Fläche AB des Gewichtes mit der z -Axe bildet.

Zu diesem Zweck bestimmen wir zuerst die Coordinaten der Punkte A, C, B, D und P vor und nach der Drehung. Der Einfachheit wegen setzen wir dabei

$$c + d = m \dots\dots\dots (31)$$

$$a + m = L \dots\dots\dots (32)$$

$$b + m = l \dots\dots\dots (33)$$

Coordinaten vor der Drehung.

$$A \begin{cases} x_1 = 0 \\ y_1 = r - \delta \\ z_1 = m \end{cases} \quad C \begin{cases} X_1 = 0 \\ Y_1 = r - \delta \\ Z_1 = L \end{cases}$$

$$B \begin{cases} x_2 = 0 \\ y_2 = r + \delta \\ z_2 = m \end{cases} \quad D \begin{cases} X_2 = 0 \\ Y_2 = r + \delta \\ Z_2 = l \end{cases}$$

$$P \begin{cases} x_0 = 0^1) \\ y_0 = r \\ z_0 = c. \end{cases}$$

Die Coordinaten nach der Drehung wollen wir folgendermaassen bezeichnen:

Coordinaten nach der Drehung.

$$A \begin{cases} x'_1 = \xi_1 \\ y'_1 = r - \delta + \eta_1 \\ z'_1 = m + \zeta_1 \end{cases} \dots\dots (34)$$

$$C \begin{cases} X'_1 = L \sin \psi \\ Y'_1 = r - \delta \\ Z'_1 = L \cos \psi \end{cases} \dots\dots (35)$$

¹⁾ P bedeutet die Spitze des Stiftes.

$$B \left\{ \begin{array}{l} x_2' = \xi_2 \\ y_2' = r + \delta + \eta_2 \\ z_2' = m + \zeta_2 \end{array} \right\} \dots (36) \quad D \left\{ \begin{array}{l} X_2' = l \sin \psi \\ Y_2' = r + \delta \\ Z_2' = l \cos \psi. \end{array} \right\} \dots (37)$$

$$P \left\{ \begin{array}{l} x_0' = (c + \varepsilon) \operatorname{tg} \psi \\ y_0' = r \\ z_0' = c + \varepsilon. \end{array} \right\} \dots (38)$$

$\xi_1, \eta_1, \zeta_1, \xi_2, \eta_2, \zeta_2$ und ε sind 7 Unbekannte, über deren Vorzeichen wir keine Voraussetzungen machen.

Zwischen diesen Grössen besteht eine gewisse Anzahl von Beziehungen.

Die Entfernung zwischen A und O bleibt nämlich immer constant und gleich a , resp. die Entfernung zwischen B und D ist immer gleich b . Andererseits bleibt die Distanz zwischen der Spitze des Stiftes P und den Punkten A und B ebenfalls unveränderlich und gleich ρ , wo

$$\rho = + \sqrt{a^2 + \delta^2} \dots (39)$$

ist.

Ausserdem ist AB immer gleich 2δ .

Es muss also sein

$$(x_1' - X_1')^2 + (y_1' - Y_1')^2 + (z_1' - Z_1')^2 = a^2$$

$$(x_2' - X_2')^2 + (y_2' - Y_2')^2 + (z_2' - Z_2')^2 = b^2$$

$$(x_1' - x_0')^2 + (y_1' - y_0')^2 + (z_1' - z_0')^2 = \rho^2$$

$$(x_2' - x_0')^2 + (y_2' - y_0')^2 + (z_2' - z_0')^2 = \rho^2$$

$$(x_1' - x_2')^2 + (y_1' - y_2')^2 + (z_1' - z_2')^2 = 4\delta^2.$$

Setzen wir in diese Gleichungen die früher angegebenen Werthe der Coordinaten ein und beschränken uns dabei nur auf Glieder von der Ordnung ψ^2 , so ergeben sich, mit Rücksicht auf die Gleichungen (31), (32), (33) und (39) und bei Vernachlässigung von Gliedern von der Ordnung $\varepsilon\psi^2, \zeta_1\psi^2, \zeta_2\psi^2, \varepsilon\xi_1\psi$ und $\varepsilon\xi_2\psi$, folgende Beziehungen, in welche der Kürze halber folgende Bezeichnungen eingeführt sind:

$$\xi_1^2 + \eta_1^2 + \zeta_1^2 = f^2 \dots (40)$$

$$\xi_2^2 + \eta_2^2 + \zeta_2^2 = g^2 \dots (41)$$

$$\xi_1\xi_2 + \eta_1\eta_2 + \zeta_1\zeta_2 = h^2 \dots (42)$$

$$f^2 + mL\psi^2 - 2L\xi_1\psi - 2a\zeta_1 = 0 \dots\dots\dots(43)$$

$$g^2 + ml\psi^2 - 2l\xi_2\psi - 2b\zeta_2 = 0 \dots\dots\dots(44)$$

$$f^2 + c^2\psi^2 - 2c\xi_1\psi - 2\delta\eta_1 + 2d\zeta_1 + \epsilon^2 - 2d\epsilon - 2\zeta_1\epsilon = 0 \dots\dots(45)$$

$$g^2 + c^2\psi^2 - 2c\xi_2\psi + 2\delta\eta_2 + 2d\zeta_2 + \epsilon^2 - 2d\epsilon - 2\zeta_2\epsilon = 0 \dots\dots(46)$$

$$f^2 + g^2 - 2h^2 - 4\delta(\eta_1 - \eta_2) = 0 \dots\dots\dots(47)$$

Diese fünf Gleichungen stellen fünf Beziehungen zwischen unseren sieben Unbekannten dar.

ξ_1 und ξ_2 sind zwei kleine Grössen von derselben Ordnung wie ψ .

Was nun ϵ anbelangt, so lässt es sich leicht einsehen, dass ihm die Grössenordnung von ψ^2 zukommt. In der That, wenn P das Gewicht des beweglichen Systems und M das Drehungsmoment bedeutet, wo M selbst proportional ψ sein muss, ergibt sich ohne Weiteres aus der bekannten Beziehung (zur Bestimmung von M), nämlich

$$P \cdot d\epsilon = Md\psi,$$

dass ϵ von derselben Grössenordnung, wie ψ^2 sein muss.

Aus demselben Grunde und nach den Formeln (43) und (44) sind auch ζ_1 und ζ_2 von der Grössenordnung von ψ^2 .

Folglich sind nach den Formeln (45) und (46) auch η_1 und η_2 von derselben Grössenordnung ψ^2 (vergl. auch die Gleichung (47)).

Zieht man das in Betracht, so vereinfachen sich die früheren Gleichungen, bei Beibehaltung von Gliedern von der Ordnung ψ^2 , in sehr bedeutender Weise.

Es wird nämlich

$$f^2 = \xi_1^2$$

$$g^2 = \xi_2^2$$

$$h^2 = \xi_1\xi_2$$

$$\xi_1^2 + mL\psi^2 - 2L\xi_1\psi - 2a\zeta_1 = 0 \dots\dots\dots(48)$$

$$\xi_2^2 + ml\psi^2 - 2l\xi_2\psi - 2b\zeta_2 = 0 \dots\dots\dots(49)$$

$$\xi_1^2 + c^2\psi^2 - 2c\xi_1\psi - 2\delta\eta_1 + 2d\zeta_1 - 2d\epsilon = 0 \dots\dots\dots(50)$$

$$\xi_2^2 + c^2\psi^2 - 2c\xi_2\psi + 2\delta\eta_2 + 2d\zeta_2 - 2d\epsilon = 0 \dots\dots\dots(51)$$

$$\xi_1^2 + \xi_2^2 - 2\xi_1\xi_2 - 4\delta(\eta_1 - \eta_2) = 0 \dots\dots\dots(52)$$

Wollen wir nun aus diesen Gleichungen η_1 , η_2 , ζ_1 und ζ_2 eliminieren.

Addiert man die Gleichungen (50) und (51), so ergibt sich unter Berücksichtigung der Gleichung (52)

$$8d \cdot \varepsilon = (\xi_1 + \xi_2)^2 + 4c^2\psi^2 - 4c(\xi_1 + \xi_2)\psi + 4d(\zeta_1 + \zeta_2) \dots (53)$$

ζ_1 und ζ_2 lassen sich resp. aus den Gleichungen (48) und (49) ermitteln. Bringt man ihre Werthe aus denselben in die Gleichung (53) ein, so folgt

$$8d \cdot \varepsilon = (\xi_1 + \xi_2)^2 + 4c^2\psi^2 - 4c(\xi_1 + \xi_2)\psi + (p\xi_1^2 + q\xi_2^2) + \dots \left. \begin{aligned} &+ m(pL + ql)\psi^2 - 2(pL\xi_1 + ql\xi_2)\psi \end{aligned} \right\} \dots (54)$$

Hierin bedeuten

$$\left. \begin{aligned} p &= \frac{2d}{a} \\ q &= \frac{2d}{b} \end{aligned} \right\} \dots (55)$$

Die Gleichung (54) genügt noch nicht unser Problem zu lösen, da sie 3 Unbekannte, nämlich ξ_1 , ξ_2 und ε enthält. Wir müssen also noch zwei andere Bedingungen heranziehen. Dieselben werden durch die Gleichgewichtsbedingungen unseres beweglichen Systems gegeben.

Wollen wir zu diesem Zweck zuerst die Cosinusse der Winkel einiger Richtungen auf unserer Fig. 29 mit den Coordinatenaxen bestimmen.

Geht eine Gerade durch zwei Punkte M_1 und M_2 , dessen Coordinaten resp. x_1, y_1, z_1 und x_2, y_2, z_2 sind, hindurch, so werden bekanntlich die Cosinusse der Winkel λ, μ und ν zwischen der Richtung M_1M_2 und den Coordinatenaxen durch folgende Gleichungen gegeben:

$$\left. \begin{aligned} \cos \lambda &= \frac{x_2 - x_1}{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}} \\ \cos \mu &= \frac{y_2 - y_1}{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}} \\ \cos \nu &= \frac{z_2 - z_1}{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}} \end{aligned} \right\} \dots (56)$$

Seien nun für die Richtung AB (von A nach B), zwischen den Befestigungspunkten der Drähte, die Winkel mit den Coordinatenaxen α, β, γ ,

dann ergibt sich aus den Formeln (56), (34) und (36) unter Beibehaltung von Gliedern niedriger Ordnung

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \\ \cos \beta &= 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \right)^2 \\ \cos \gamma &= \frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (57)$$

Für die Richtung PE seien die entsprechenden Winkel $\alpha_0, \beta_0, \gamma_0$. Es folgt ohne Weiteres in ähnlicher Weise auf Grund derselben Formeln und der Gleichungen (38) und (31) und unter Berücksichtigung, dass E in der Mitte zwischen A und B liegt,

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_0 &= \frac{\xi_1 + \xi_2 - 2c\psi}{2d} \\ \cos \beta_0 &= \frac{\eta_1 + \eta_2}{2d} \\ \cos \gamma_0 &= 1 - \frac{1}{2} \left\{ \frac{\xi_1 + \xi_2 - 2c\psi}{2d} \right\}^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (58)$$

Unsere gesuchten Winkel sind θ und ω .

Nun ist

$$\theta = \beta$$

und

$$\omega = \gamma_0.$$

Aus der zweiten der Formeln (57) und der dritten der Formeln (58) erhält man sofort

$$\theta = \frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \dots\dots\dots (59)$$

und

$$\omega = \frac{\xi_1 + \xi_2 - 2c\psi}{2d} \dots\dots\dots (60)$$

Denken wir uns nun eine Gerade T , welche in der oberen Fläche unseres cylindrischen Gewichtes liegt und senkrecht zu AB ist, wobei noch T nach der Seite der positiven x -Axe gerichtet ist. Die Winkel, welche diese Richtung mit den Coordinatenachsen bildet, seien λ, μ und ν .

T muss also senkrecht zu AB und PE sein.

¹⁾ θ ist positiv, wenn die Richtung AB zwischen der positiven x - und y -Axe liegt.

Wir haben also die folgenden zwei Bedingungen

$$\cos \lambda \cos \alpha + \cos \mu \cos \beta + \cos \nu \cos \gamma = 0$$

$$\cos \lambda \cos \alpha_0 + \cos \mu \cos \beta_0 + \cos \nu \cos \gamma_0 = 0.$$

Fügt man noch die Bedingung

$$\cos^2 \lambda + \cos^2 \mu + \cos^2 \nu = 1$$

hinzu, so hat man drei Gleichungen, aus welchen λ , μ und ν sich ermitteln lassen.

Es ist unter Beibehaltung von Gliedern erster Ordnung

$$\left. \begin{aligned} \cos \lambda &= 1 \\ \cos \mu &= -\frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \\ \cos \nu &= -\frac{\xi_1 + \xi_2 - 2c\psi}{2d} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (61)$$

Bezeichnen wir noch die Winkel, welche die Richtungen AC (a) und BD (b) mit den Coordinatenachsen bilden, resp. durch $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ und α_2, β_2 und γ_2 .

Es ergibt sich nun auf Grund der Gleichungen (56), (34), (35), (36), (37), (32) und (33) unter Beibehaltung von Gliedern niedrigster Ordnung

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_1 &= \frac{L\psi - \xi_1}{a} \\ \cos \beta_1 &= -\frac{\eta_1}{a} \\ \cos \gamma_1 &= 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (62)$$

und

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_2 &= \frac{L\psi - \xi_2}{b} \\ \cos \beta_2 &= -\frac{\eta_2}{b} \\ \cos \gamma_2 &= 1 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (63)$$

Bedeutet nun P das Gewicht unseres beweglichen Systems, so wird, wegen der Kleinheit des Winkels ω , bis auf Glieder höherer Ordnung die Spannung beider Drähte gleich P sein. Da aber noch der Schwerpunkt des Systems G auf der Axe PE liegt, welche durch die Mitte zwischen den

Befestigungspunkten A und B der Drähte hindurchgeht, so werden beide Drähte gleich stark gespannt.¹⁾

Ist F die Spannung jedes Drahtes, so wird

$$F = \frac{P}{2}.$$

Bedeutet nun $\hat{aT}$ den Winkel zwischen AC und T und $\hat{bT}$ den Winkel zwischen BD und T , so muss beim Gleichgewicht, damit kein Drehungsmoment um die Axe PE entsteht,

$$F \cos(\hat{aT}) = F \cos(\hat{bT})$$

sein.

Nun ergibt sich aber aus den Gleichungen (61), (62) und (63), wiederum bei Beibehaltung nur von Gliedern niedriger Ordnung,

$$\cos(\hat{aT}) = \frac{L\psi - \xi_1}{a} - \frac{\xi_1 + \xi_2 - 2c\psi}{2d} \dots\dots\dots (64)$$

und

$$\cos(\hat{bT}) = \frac{l\psi - \xi_2}{b} - \frac{\xi_1 + \xi_2 - 2c\psi}{2d} \dots\dots\dots (65)$$

Wir erhalten also noch die folgende Beziehung zwischen ξ_1 und ξ_2 :

$$\frac{L\psi - \xi_1}{a} = \frac{l\psi - \xi_2}{b} \dots\dots\dots (66)$$

Hieraus folgt mit Rücksicht auf die Beziehungen (55), (32) und (33)

$$\xi_2 = \frac{1}{q} \{p\xi_1 + m(q - p)\psi\} \dots\dots\dots (67)$$

Setzt man diesen Werth von ξ_2 in die Formel (54) ein, so nimmt dieselbe folgende vereinfachte Gestalt an:

$$8q^2 \cdot d \cdot \varepsilon = \mathfrak{A}\xi_1^2 - 2m\mathfrak{A}\xi_1\psi + \{m^2\mathfrak{A} - 4cdq^3\}\psi^2, \dots\dots (68)$$

wo

$$\mathfrak{A} = (p + q)(p + q + pq) \dots\dots\dots (69)$$

ist.

Es fehlt also nur noch eine Beziehung zwischen ε und ξ_1 , um alle unsere Unbekannten bestimmen zu können.

¹⁾ Bei meinem Apparat gingen die Drähte a und b , welche einem ganzen Stück Draht entsprachen, über eine kleine Rolle am oberen Theile des Gewichtes, somit waren diese Drähte immer gleich stark gespannt.

Diese Beziehung lässt sich aus der Gleichgewichtsbedingung auf zweierlei Art gewinnen.

Erste Methode.

Beim Gleichgewicht muss die Erhebung H des Schwerpunktes G unseres beweglichen Systems ein Minimum sein.

Es ist leicht einzusehen, dass

$$H = z'_0 + \Delta \cos \gamma_0$$

ist, oder, nach der dritten der Gleichungen (38) und (58),

$$H = c + \varepsilon + \Delta - \frac{\Delta}{2} \left\{ \frac{\xi_1 + \xi_2 - 2c\psi}{2d} \right\}^2,$$

oder, mit Rücksicht auf die Gleichungen (67) und (31),

$$H = (c + \Delta) + \varepsilon - \frac{\Delta}{2} \left\{ \frac{(p+q)\xi_1 + [2dq - m(p+q)]\psi}{2d \cdot q} \right\}^2.$$

Die Gleichgewichtsbedingung fordert

$$\frac{dH}{d\xi_1} = 0.$$

Man kann also schreiben

$$\frac{d\varepsilon}{d\xi_1} = \Delta \cdot \left\{ \frac{(p+q)\xi_1 + [2dq - m(p+q)]\psi}{2d \cdot q} \right\} \cdot \frac{(p+q)}{2dq}.$$

Nach den Formeln (68) und (69) hat man ebenfalls

$$\frac{d\varepsilon}{d\xi_1} = \frac{(p+q)(p+q+pq)(\xi_1 - m\psi)}{4dq^2}.$$

Vergleicht man beide Ausdrücke für $\frac{d\varepsilon}{d\xi_1}$ mit einander, so ersieht man, dass

$$\xi_1 = \frac{1}{1 - \frac{\Delta}{d} \cdot \frac{p+q}{p+q+pq}} \left\{ m + \frac{\Delta}{d} \cdot \frac{2dq - m(p+q)}{p+q+pq} \right\} \psi \dots\dots (70)$$

ist, und nach der Formel (67)

$$\xi_2 = \frac{1}{1 - \frac{\Delta}{d} \cdot \frac{p+q}{p+q+pq}} \left\{ m + \frac{\Delta}{d} \cdot \frac{2dp - m(p+q)}{p+q+pq} \right\} \psi \dots\dots (71)$$

ξ_1 und ξ_2 sind also völlig bestimmt, folglich lassen sich alle anderen Unbekannten aus den früheren Gleichungen unmittelbar ableiten.

Zweite Methode.

Statt das Minimum von H aufzusuchen, kann man die nöthige Gleichgewichtsbedingung in einer anderen Form ausdrücken.

Beim Gleichgewicht muss nämlich das resultierende Drehungsmoment um eine zu AB parallele Axe, die durch den Stützpunkt P hindurchgeht, gleich Null sein.

Es muss also

$$F [\cos (\hat{aT}) + \cos (\hat{bT})] d = P \cdot \cos v \cdot \Delta$$

sein.

Da aber

$$F = \frac{P}{2}$$

und

$$\cos (\hat{aT}) = \cos (\hat{bT})$$

ist, so folgt nach der Gleichung (64) und der dritten der Gleichungen (61)

$$\frac{L\psi - \xi_1}{a} - \frac{\xi_1 + \xi_2 - 2c\psi}{2d} = -\frac{\Delta}{d} \cdot \frac{\xi_1 + \xi_2 - 2c\psi}{2d}.$$

Daraus ergibt sich mit Rücksicht auf die Gleichungen (67), (31), (32) und der ersten der Gleichungen (55)

$$\xi_1 = \frac{1}{1 - \frac{\Delta}{d} \cdot \frac{p+q}{p+q+pq}} \left\{ m + \frac{\Delta}{d} \cdot \frac{2dq - m(p+q)}{p+q+pq} \right\} \psi,$$

also dieselbe Formel wie früher.

Hat man nun ξ_1 und ξ_2 einmal bestimmt, so lassen sich die gesuchten Winkel θ und ω aus den Formeln (59) und (60) leicht bestimmen.

Es ist, mit Rücksicht auf die Gleichung (31),

$$\theta = \frac{1}{1 - \frac{\Delta}{d} \cdot \frac{p+q}{p+q+pq}} \cdot \frac{p-q}{p+q+pq} \cdot \frac{\Delta}{d} \cdot \psi$$

und

$$\omega = \frac{\psi}{1 - \frac{\Delta}{d} \cdot \frac{p+q}{p+q+pq}}.$$

Setzen wir zur Vereinfachung

$$s = \frac{a+b}{2} + d, \dots\dots\dots (72)$$

so folgt aus den Gleichungen (55)

$$\frac{p+q}{p+q+pq} = \frac{a+b}{2s},$$

$$\frac{p-q}{p+q+pq} = -\frac{a-b}{2s}.$$

Es wird also

$$\theta = -\frac{1}{1 - \frac{a+b}{2s} \cdot \frac{\Delta}{d}} \cdot \frac{\Delta}{s} \cdot \frac{a-b}{2s} \cdot \psi \dots\dots\dots (73)$$

und

$$\omega = \frac{1}{1 - \frac{a+b}{2s} \cdot \frac{\Delta}{d}} \cdot \psi \dots\dots\dots (74)$$

Die Formel (73) lehrt uns folgendes.

Wäre der Davison'sche Apparat vollständig frei, also ungestützt, so würde die Drehung desselben bei einer Neigung der Unterlage um den Winkel ψ gleich θ_1 sein, wo bekanntlich

$$\theta_1 = \frac{a-b}{2s} \psi^1) \dots\dots\dots (75)$$

wird.

Im jetzigen Falle aber, wo der Apparat gestützt ist, wird die entsprechende Drehung nach der Formel (73) gleich

$$\theta = \frac{1}{1 - \frac{a+b}{2s} \cdot \frac{\Delta}{d}} \cdot \frac{\Delta}{s} \theta_1, \dots\dots\dots (76)$$

also im Verhältniss von $\frac{1}{1 - \frac{a+b}{2s} \cdot \frac{\Delta}{d}} \cdot \frac{\Delta}{s}$ zu 1 kleiner sein.

Was nun die Neigung ω der Axe des Instruments *PE* anbelangt, so unterscheidet sich dieselbe für kleine Werthe von Δ nach der Formel (74) recht wenig von ψ .

Um die Verrückungen des Apparates bei Verschiebungen der Unterlage möglichst zu vermeiden, muss Δ klein gewählt werden, jedoch büsst dabei die Empfindlichkeit des Instruments sehr viel ein. Wäre Δ gleich Null gemacht, so würde der Apparat bei Neigungen überhaupt keine Drehung anzeigen.

Dieses Resultat steht in voller Uebereinstimmung mit den Erfahrungsthat-sachen.

¹⁾ Unabhängig vom Vorzeichen.

Um mich von der Richtigkeit der vorgeführten Theorie zu überzeugen, habe ich specielle Versuche unternommen, wobei die Winkel ψ , θ und ω getrennt gemessen wurden.

Zu diesem Zweck wurde der früher beschriebene gestützte Davison'sche Apparat auf der Untersuchungsplattform aufgestellt und derselben die maximale mögliche Neigung ψ gegeben.

Die entsprechende Drehung θ und Neigung ω des Apparates wurde nach der gewöhnlichen optischen Methode mittelst Fernrohr und Scala gemessen.

Es ergab sich

$$\psi = 0^{\circ} 17' 57''$$

$$\theta = 0^{\circ} 2' 34''$$

$$\omega = 0^{\circ} 18' 18''.$$

Die Ausmessung des Apparates ergab

$$a = 90,44 \text{ cm.},$$

$$b = 45,22 \text{ »}$$

$$2\delta = 0,78 \text{ »}$$

$$d = 19,06 \text{ »}$$

$$c = 34,94 \text{ »},$$

also

$$s = 86,89 \text{ cm.}$$

Mit diesen Daten liess sich Δ nach der Formel (73) berechnen. Es ergab sich

$$\Delta = - 0,216 \text{ cm.}$$

Der Schwerpunkt befand sich also unterhalb des Stützpunktes P .

Aus der Formel (74) ermittelte man weiter die Neigung des Apparates

$$\omega = 0^{\circ} 17' 48''.$$

Der Unterschied von dem direct gemessenen Werth von ω beträgt nur $30''$, was nur $0,34 \text{ } \frac{m}{m}$ auf der Scala bei der Spiegelablesung ausmachen würde.

Die Uebereinstimmung zwischen Theorie und Erfahrung kann also als eine ganz befriedigende bezeichnet werden.

Wäre der Davison'sche Apparat vollständig frei gewesen, so würde er sich bei einer Neigung ψ der Unterlage von $0^{\circ} 17' 57''$ um etwa 17° gedreht haben, wo θ , also ungefähr 57 mal grösser als ψ wäre.

In Wirklichkeit aber, wo der Apparat gestützt war, war die Drehung θ nur $0^\circ 2' 34''$, also 7 mal kleiner als ψ und etwa 400 mal kleiner als θ_1 .

Wir sehen also, dass ein in der Nähe des Schwerpunktes gestützter Davison'scher Apparat, obgleich er sich der störenden Wirkung der Verschiebungen entzieht, doch in Bezug auf Neigungen sich als ziemlich unempfindlich erweist.

Ich sah mich also genöthigt auf die Stützung des Apparates zu verzichten und mein Bestreben darauf zu richten, eine solche Vorrichtung zu treffen, wo die Verschiebungen (Schwingungen) des Apparates nicht registriert werden und nur die Drehungen desselben zum Ausdruck kommen.

Dies lässt sich in der That durch eine electromagnetische Vorrichtung erreichen, wie wir es im nächsten Paragraphen sehen werden.

§ 4.

Electromagnetische Vorrichtung zum Registriren von Drehungen allein.

Um die Drehungen des Davison'schen Apparates allein zu registrieren, ganz unabhängig von den Verschiebungen desselben, scheint die einfachste Methode diejenige zu sein, am Gewichte des Apparates einen kleinen verticalen Spiegel zu befestigen und die gewöhnliche optische Registriermethode anzuwenden. Bei einem freien Davison'schen Apparat lässt sich jedoch diese Methode nicht anwenden. Bei Verschiebungen und Neigungen der Unterlage setzt sich nämlich derselbe in Schwingungen, welche zur Folge haben, dass der Lichtpunkt auf der Registriertrommel sich der Zeit-Axe entlang verschieben wird, was die Aufzeichnungen bei Drehung des Apparates ganz verderben würde. Die Abscissen der verschiedenen Punkte der so erhaltenen Curven würden nicht den zugehörigen richtigen Zeitmomenten entsprechen, und es würde äusserst schwierig, wenn nicht vielleicht ganz unmöglich sein, eine solche Curve zu bearbeiten und zu verwerthen.

Es lässt sich jedoch mit Hilfe einer einfachen electromagnetischen Vorrichtung die Registrierung der Verschiebungen des Apparates ganz ausschliessen und nur die Drehungen desselben wirksam machen.

Denken wir uns nämlich am Gewichte von unten eine horizontale Leiste AB befestigt, wie dies in den schematischen Fig. 30 und 31 zu sehen ist, und zwar senkrecht zur Ebene der Drähte. An jedem Ende dieser Leiste sei eine kleine electromagnetische Spule mit einer grossen Anzahl von Windungen befestigt. Jede Spule ragt theilweise in das möglichst homogene

Feld eines Electromagnets hinein (M_1 und M_2). Die Enden jeder Spule seien mit den Windungen eines und desselben aperiodischen Galvanometers verbunden. Somit haben wir zwei parallele Stromkreise mit einem gemeinsamen Theil, nämlich den Windungen der Galvanometerspule selbst. Bei einer Verschiebung des Apparates parallel zur Richtung AB wird in jeder Spule ein electrischer Strom inducirt, dessen Intensität von der Feldstärke des Electromagnets und dem Widerstande des entsprechenden Stromkreises unmittelbar abhängt.

Fig. 30.

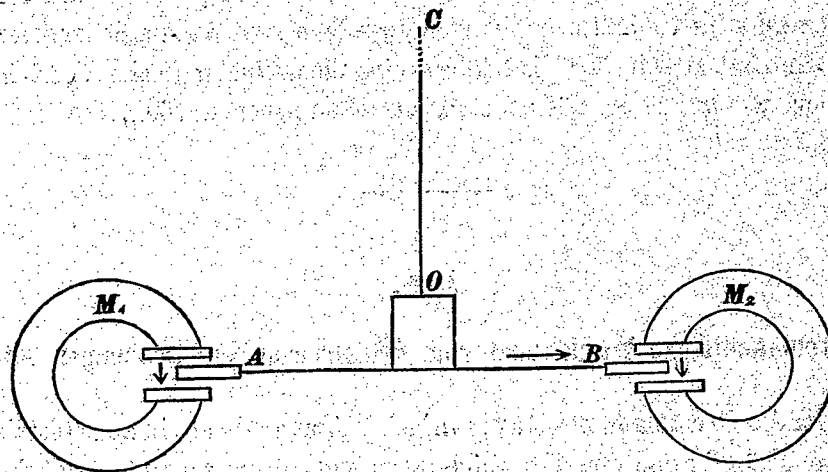


Fig. 31.



Setzen wir nun, um einen bestimmten Fall vor Augen zu haben, voraus, dass beide Spulen ähnlich gewickelt sind und dass die Grösse und Richtung der magnetischen Kraft in beiden Electromagneten dieselbe ist, etwa von oben nach unten, wie dies in der Fig. 30 durch Pfeile angedeutet ist. Bei einer Verschiebung des beweglichen Systems parallel zu AB von links nach rechts tritt die Spule B in das Feld M_2 hinein und die Spule A eben so viel aus dem Felde M_1 heraus. Folglich werden die inducirten Ströme die Galvanometerwindungen in entgegengesetzter Richtung durchfliessen und sich gegenseitig aufheben. Die Galvanometernadel wird also keinen Ausschlag geben. Durch Regulieren der Widerstände beider Stromkreise und der Stromstärke in den Electromagneten lässt sich eine vollständige Compensation leicht erzielen.

Dreht sich aber das Instrument um die Axe OC , so werden, wie aus den Figuren leicht ersichtlich ist, beide inducirte Ströme in derselben Rich-

tung durch das Galvanometer fließen und sich gegenseitig verstärken; die Galvanometernadel bekommt also einen Ausschlag, wobei durch Vermehrung der Stromstärke in den Electromagneten die Empfindlichkeit der Registrierung zwischen sehr weiten Grenzen gesteigert werden kann.

In dieser einfachen Weise lassen sich also die Verschiebungen des Instruments bei der Registrierung völlig eliminieren und nur die Drehungen desselben sich wirksam machen.

Will man eine völlig symmetrische Aufstellung haben, so empfiehlt es sich statt zweier Spulen zwei Paar Spulen anzuwenden — auf jeder Seite ein Paar. Es lassen sich ohne Schwierigkeit dieselben mit einander und mit dem Galvanometer so verbinden, dass nur bei Drehungen des Apparates um die Axe OC Ströme durch die Galvanometerwindungen fließen, während bei Verschiebungen parallel zu AB und auch senkrecht zu dieser Richtung die inducirten Ströme sich genau aufheben. Ist die Compensation bei Verschiebungen in zwei zu einander senkrechten Richtungen erzielt, so werden die Ströme bei einer Verschiebung des Apparates in jedem beliebigen Azimut sich ebenfalls compensieren.

Zum Zweck der Erleichterung der Manipulationen mit dieser Vorrichtung habe ich auch ein besonderes Schaltbrett construiren lassen.

Diese ganze electromagnetische Aufstellung habe ich einer experimentellen Prüfung unterzogen, wobei dieselbe in äusserst befriedigender Weise sich bewährt hat.

Die hier beschriebene electromagnetische Vorrichtung bietet also die Möglichkeit, den Davison'schen Apparat vollständig frei zu lassen. Alle Verschiebungen desselben werden dabei ganz fortfallen und nur die Drehungen, welche bei Neigungsbeobachtungen von Belang sind, werden allein registriert, wobei die früher erwähnten Nachtheile der gewöhnlichen optischen Spiegelregistrierung vollständig fortfallen.

§ 5.

Theorie der Bewegung des freien Davison'schen Apparates bei ruhender Unterlage.

Durch die eben beschriebene Vorrichtung schien mir zuerst die Aufgabe der Registrierung von Neigungen gelöst. Es traten aber neue und sehr erhebliche Schwierigkeiten auf, die die Lösung des Problems sehr aufgeschoben haben.

Es ist ja wahr, dass dank dieser electromagnetischen Vorrichtung die Längsverschiebungen des Davison'schen Apparates überhaupt nicht mehr registriert werden, da aber diese Verschiebungen bei einem freien Apparat, die eine Art Pendel darstellt, bei Verschiebungen und Neigungen der Unterlage immer vorhanden sind, so fragt es sich, ob diese Verschiebungen ihrerseits nicht eine secundäre Drehung des Systems hervorrufen, ganz unabhängig von der Drehung desselben in Folge der Neigung der Unterlage ψ .

Diese etwaige secundäre Drehung bei Verschiebungen des Apparates dachte ich in folgender Weise eliminieren zu können.

Es ist einleuchtend, dass beim Davison'schen Apparat, wenn er eine sehr kleine Drehung erfährt, dieselbe um eine Axe erfolgt, die parallel zu den Drähten AC und BD (siehe die Figur 29) ist und zwischen den Befestigungspunkten A und B beider Drähte hindurchgeht. Gelingt es durch Auflegen von Seitengewichten den Schwerpunkt des Systems in die Richtung dieser momentanen Drehungsaxe zu bringen, so kann offenbar bei einer Verschiebung keine Drehung stattfinden, dabei können auch selbstverständlich beide Drähte nicht gleich gespannt werden.

Alle Versuche, dies zu erzielen, sind vollkommen gescheitert; es trat immer bei einer Verschiebung (bei Schwingungen) des Apparates, bei vollkommen horizontaler Stellung der Unterlage, eine Drehung ein, die überhaupt nicht zu eliminieren war.

Diese Unannehmlichkeit veranlasste mich, ein ganz vereinfachtes Modell eines Davison'schen Apparates bauen zu lassen, um die Gesetze der Bewegung desselben möglichst vollständig zu studieren.

Eines von diesen Modellen ist auf der schematischen Fig. 32 dargestellt.

Dasselbe besteht aus zwei Drähten a und b ungleicher Länge. Zwischen den unteren Befestigungspunkten A und B beider Drähte befindet sich ein kleiner, in Millimeter getheilter Messingstab, welcher ein cylindrisches, centrisch aufgesetztes Laufgewicht M trägt.

Das andere Modell (siehe die Fig. 33) unterscheidet sich von dem ersten nur dadurch, dass die Befestigungspunkte A und B der Drähte näher an einander liegen und der Messingstab statt eines Laufgewichts solcher zwei (M_1 und M_2) trägt, die ausserdem ausserhalb der Punkte A und B sich befinden.

Beide Modelle wurden mit Hilfe der beweglichen Plattform untersucht. Sie wurden nämlich auf derselben aufgestellt und zwar so, dass die Ebene der Drähte senkrecht zur Richtung (x) der Plattformbewegung war. Man setzte alsdann, um den Apparaten einen Anstoss zu geben, die Plattform für einige Secunden in Bewegung (Längsverschiebungen) und beobachtete die

Bewegung dieser Pendel bei den verschiedensten Stellungen der Laufgewichte.

Anstatt die Plattform in Anwendung zu bringen, konnte man einfach diese Modelle mit den Händen aus ihrer Ruhelage parallel der x -Axe entfernen und alsdann sich selbst überlassen.

Fig. 32.

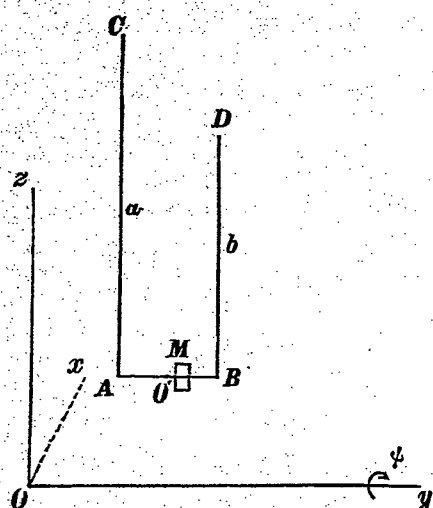
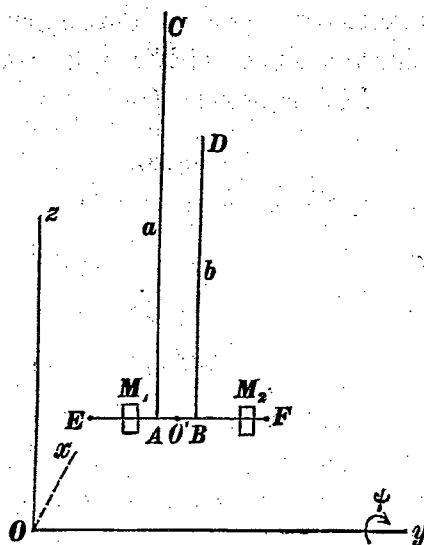


Fig. 33.



Es gelang dabei nie eine solche Stellung der Gewichte zu finden, bei welcher die Schwingungen parallel der x -Axe nicht von einer Drehung begleitet wurden, d. h. mit anderen Worten, dass es überhaupt nicht möglich war den Schwerpunkt des Systems in die momentane Drehungsaxe zu bringen.

Dieses interessante, wenn auch zum Zweck des Studiums von Neigungen sehr trostlose Resultat veranlasste mich, die Theorie des Davison'schen Apparates zu entwickeln, um den beobachteten Thatsachen eine theoretische Begründung zu geben.

Diese Theorie möge nun hier folgen.

Der Einfachheit wegen werde ich hier voraussetzen, dass alle Massen symmetrisch um die Axe AB vertheilt sind, um Drehungen um dieselbe nicht berücksichtigen zu brauchen. Ist das nicht der Fall, so lässt sich die weiter zu entwickelnde Theorie leicht in dieser Richtung vervollständigen; mir kam es aber wesentlich darauf an, die Theorie derjenigen Apparate, mit welchen die Versuche in der That ausgeführt worden sind und bei welchen die Massen wirklich symmetrisch um die AB -Axe vertheilt waren, näher zu erörtern.

Denken wir uns nun einen solchen vereinfachten Davison'schen Apparat, wie dies auf der schematischen Fig. 34 angedeutet ist.

Die Länge der Drähte sei resp. a und b , wobei $a > b$ ist; die Entfernung derselben sei 2δ .

O' sei die Mitte der Strecke AB .

Die Koordinaten dieses Punktes seien resp. o , D und s .

In G , in einer Entfernung Δ von O' , befinde sich der Schwerpunkt dieses beweglichen Systems. Das Gesamtgewicht desselben sei P . O'' sei der Schnittpunkt der wirklichen Drehungsaxe des Systems mit der Linie AB .

Die Entfernung $O'O''$ sei ρ .

Fig. 34.

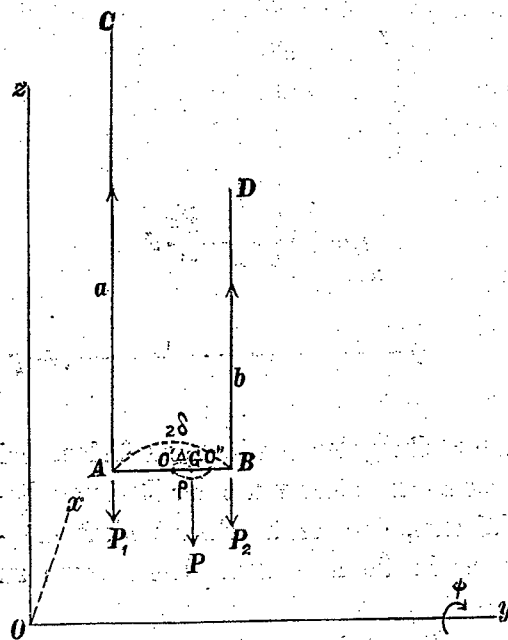
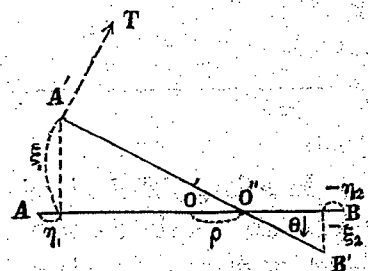


Fig. 35.



Befindet sich der Schwerpunkt in G , so berechnet sich die Spannung P_1 und P_2 beider Drähte aus folgenden Formeln:

$$P_1 = \frac{\delta - \Delta}{2\delta} P \dots \dots \dots (77)$$

$$P_2 = \frac{\delta + \Delta}{2\delta} P, \dots \dots \dots (78)$$

wo

$$P = P_1 + P_2 \dots \dots \dots (79)$$

ist.

Setzen wir nun voraus, dass der Apparat in sehr kleine Schwingungen parallel der x -Axe versetzt ist. Diese Schwingungen sind von Drehungen um eine der z -Axe parallele Axe, die durch O'' hindurchgeht, begleitet.

Bezeichnen wir die Coordinaten der Punkte C und D , so wie auch diejenigen von A und B in folgender Weise.

Coordinaten.

$$C \begin{cases} X_1 = 0 \\ Y_1 = D - \delta \\ Z_1 = s + a \end{cases} \dots (80) \quad D \begin{cases} X_2 = 0 \\ Y_2 = D + \delta \\ Z_2 = s + b \end{cases} \dots (81)$$

Verbleibt die Unterlage in Ruhe, so bleiben diese Coordinaten unverändert.

Was nun die Coordinaten von A und B anbelangt, so sind sie für den ruhenden Apparat die folgenden:

$$A \begin{cases} x_1 = 0 \\ y_1 = D - \delta \\ z_1 = s \end{cases} \quad B \begin{cases} x_2 = 0 \\ y_2 = D + \delta \\ z_2 = s \end{cases}$$

Nach erfolgter Bewegung des Apparates wollen wir die Coordinaten dieser Punkte (A' und B') zur Zeit t in folgender Weise bezeichnen (siehe die Fig. 35):

$$A' \begin{cases} x'_1 = \xi_1 \\ y'_1 = D - \delta + \eta_1 \\ z'_1 = s + \zeta_1 \end{cases} \dots (82) \quad B' \begin{cases} x'_2 = \xi_2 \\ y'_2 = D + \delta + \eta_2 \\ z'_2 = s + \zeta_2 \end{cases} \dots (83)$$

Die Bedingungen, dass die Entfernungen zwischen A' und C , B' und D , so wie zwischen A' und B' unverändert und zwar resp. gleich a , b und 2δ bleiben, führen zu folgenden drei Bedingungsgleichungen:

$$\xi_1^2 + \eta_1^2 + \zeta_1^2 - 2a\zeta_1 = 0 \dots (84)$$

$$\xi_2^2 + \eta_2^2 + \zeta_2^2 - 2b\zeta_2 = 0 \dots (85)$$

$$(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\eta_1 - \eta_2)^2 + (\zeta_1 - \zeta_2)^2 - 4\delta(\eta_1 - \eta_2) = 0. \dots (86)$$

ξ_1 und ξ_2 sind als sehr kleine Grössen erster Ordnung zu betrachten. Bei Verschiebungen parallel der x -Axe werden η_1 und η_2 kleine Grössen höherer Ordnung sein. Aus den Gleichungen (84) und (85) lässt sich folgern,

dass die übrigen Grössen ζ_1 und ζ_2 ebenfalls kleine Grössen höherer Ordnung sind, was auch ohne Weiteres verständlich ist.

Bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung ergibt sich also sofort

$$\zeta_1 = \frac{1}{2a} \xi_1^2 \dots \dots \dots (87)$$

$$\zeta_2 = \frac{1}{2b} \xi_2^2 \dots \dots \dots (88)$$

Wollen wir nun die Lage der momentanen Drehungsaxe aufsuchen.

Bezeichnen wir durch α, β, γ die Winkel, welche die Richtung $A'B'$ mit den Coordinatenaxen bildet.

Es ergibt sich leicht in ähnlicher Weise, wie früher im § 3, bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= \frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \\ \cos \beta &= 1 \\ \cos \gamma &= 0. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (89)$$

Seien ferner $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ die Winkel, welche die Richtung $A'C$, und $\alpha_2, \beta_2, \gamma_2$ die Winkel, welche $B'D$ mit den Coordinatenaxen bildet.

Es folgt ohne Schwierigkeit in ähnlicher Weise wie früher, wiederum bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung (siehe die Formeln (62) und (63))

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_1 &= -\frac{\xi_1}{a} \\ \cos \beta_1 &= -\frac{\eta_1}{a} \\ \cos \gamma_1 &= 1. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (90)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_2 &= -\frac{\xi_2}{b} \\ \cos \beta_2 &= -\frac{\eta_2}{b} \\ \cos \gamma_2 &= 1. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (91)$$

Sei nun T (siehe die Fig. 35) eine Richtung, welche senkrecht zu der z -Axe und zu $A'B'$ ist und nach der Seite der positiven x gerichtet ist. Bilde nun diese Richtung T die Winkel λ, μ und ν mit den Coordinatenaxen.

Es ergibt sich sofort

$$\left. \begin{aligned} \cos \lambda &= 1 \\ \cos \mu &= -\frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \\ \cos \nu &= 0. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (92)$$

Denken wir uns nun allein eine Drehung vorhanden, wobei wir den Drehungswinkel θ positiv annehmen wollen, wenn die Richtung $A'B'$ die Lage bekommt, welche auf der Fig. 35 angedeutet ist.

Beim Gleichgewicht muss dabei die Summe der Projectionen der Spannung der Drähte auf die T -Richtung gleich Null sein.

Es muss also sein

$$\begin{aligned} &P_1 [\cos \alpha_1 \cos \lambda + \cos \beta_1 \cos \mu + \cos \gamma_1 \cos \nu] + \\ &+ P_2 [\cos \alpha_2 \cos \lambda + \cos \beta_2 \cos \mu + \cos \gamma_2 \cos \nu] = 0, \end{aligned}$$

oder, mit Rücksicht auf die Gleichungen (90), (91) und (92),

$$P_1 \frac{\xi_1}{a} + P_2 \frac{\xi_2}{b} = 0. \dots\dots\dots (93)$$

Die Lage der momentanen Drehungsaxe lässt sich aus der Figur 35 leicht ermitteln.

Es muss sein

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\xi_1}{\delta + \rho - \eta_1} = \frac{-\xi_2}{\delta - \rho + \eta_2},$$

oder, bei Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung,

$$\theta = \frac{\xi_1}{\delta + \rho} = \frac{-\xi_2}{\delta - \rho}. \dots\dots\dots (94)$$

Daraus folgt für ρ

$$\rho = \delta \frac{\xi_1 + \xi_2}{\xi_1 - \xi_2},$$

oder, mit Rücksicht auf die Gleichung (93),

$$\rho = \delta \frac{aP_2 - bP_1}{aP_2 + bP_1}. \dots\dots\dots (95)$$

Wir haben hier vorausgesetzt, dass der Punkt M sich gerade auf der Linie $A'B'$ befindet.

Wollen wir nun den allgemeineren Fall betrachten, wo unser beweglicher Punkt sich nicht in M , sondern in M_1 befindet, d. h. in einer Ebene, welche senkrecht zu AB ist und durch M hindurchgeht.

Sei d die Entfernung von M_1 von der Drehungsaxe O'' .

Nach erfolgter Drehung verschiebt sich M nach M' und M_1 nach M_1' .

Bezeichnen wir den Winkel $MO''M_1$ mit α , so lassen sich die Coordinaten x und y unseres beweglichen Punktes M_1' folgendermaassen ausdrücken¹⁾ (siehe die Fig. 37):

$$x = \xi - d \sin(\alpha + \theta)$$

$$y = y_0 + d \cos(\alpha + \theta),$$

wo y_0 die entsprechende Coordinate von O'' bedeutet.

Unter Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung findet man

$$x = \xi - d \sin \alpha - d \cos \alpha \cdot \theta$$

$$y = y_0 + d \cos \alpha - d \sin \alpha \cdot \theta.$$

Die absolute Geschwindigkeit unseres beweglichen Punktes sei v .

Es wird nun

$$\begin{aligned} v^2 &= [\xi' - d \cos \alpha \theta']^2 + [d \sin \alpha \theta']^2 \\ &= \xi'^2 + d^2 \theta'^2 - 2\xi' (r - \rho) \theta'. \end{aligned}$$

Die lebendige Kraft T unseres Systems berechnet sich folgendermaassen:

$$T = \frac{1}{2} [\xi'^2 \Sigma m + \theta'^2 \Sigma m d^2 - 2\xi' \theta' \Sigma m (r - \rho)].$$

¹⁾ Die dritte Coordinate z kann als unveränderlich betrachtet werden.

²⁾ Es wäre eigentlich eine kleine Correction in diesem Ausdruck hinzuzufügen für diejenigen Massenpunkte, welche höher oder niedriger als $A'B'$ liegen, aber der Einfachheit wegen können wir voraussetzen, dass alle Massen in der Ebene $AB A'B'$ concentrirt sind, ähnlich wie man ein physisches Pendel durch ein mathematisches ersetzt.

Nun ist

$$\Sigma m = \frac{P}{g};$$

$$\Sigma m d^2 = K$$

das Trägheitsmoment in bezug auf die Axe O'' .

Was nun $\Sigma m (r - \rho)$ anbelangt, so ist ohne Weiteres

$$\Sigma m (r - \rho) = \frac{P}{g} (\Delta - \rho).$$

Setzen wir diese Werthe in dem Ausdrucke für T ein, so folgt

$$T = \frac{1}{2} \frac{P}{g} \xi'^2 + \frac{1}{2} K \theta'^2 + \frac{P}{g} (\rho - \Delta) \xi' \theta'. \dots\dots\dots (102)$$

Wollen wir nun die Arbeit dV der Kräfte bestimmen, welche wirken, wenn ξ um $d\xi$ vermehrt wird.

Es ist nämlich die Arbeit der Spannung der Drähte

$$dV = [P_1 \cos \alpha_1 + P_2 \cos \alpha_2] d\xi,$$

oder, nach den Formeln (90) und (91),

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right) = - P_1 \frac{\xi_1}{a} - P_2 \frac{\xi_2}{b}. \dots\dots\dots (103)$$

Aus der Fig. 36 und der Formel (101) ist nun ersichtlich:

$$\xi_1 = \xi + (\delta + \rho) \theta, \dots\dots\dots (104)$$

$$\xi_2 = \xi - (\delta - \rho) \theta. \dots\dots\dots (105)$$

Setzen wir diese Werthe in die Formel (103) ein, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Beziehungen (97) und (98)

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right) = - \left[\frac{P_1}{a} + \frac{P_2}{b} \right] \xi. \dots\dots\dots (106)$$

Wollen wir nun den Werth des Drehungsmoments $\left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)$ aufsuchen.

Der früher gefundene Ausdruck für diese Grösse (siehe Formel (96)) bezog sich auf den Fall, wo der Apparat nur eine Drehung und keine Verschiebung erfahren hat.

Jetzt müssen wir aber auch die Verschiebung ξ des Punktes O'' mitberücksichtigen.

Bezugnehmend auf die Fig. 34 und 35 und die früher abgeleiteten Formeln, erhält man ohne Schwierigkeit folgenden Ausdruck, wenn man die Spannung P_1 auf die Richtung T und P_2 auf $-T$ projecirt:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) = + P_1 [\cos \alpha_1 \cos \lambda + \cos \beta_1 \cos \mu + \cos \gamma_1 \cos \nu] [\delta + \rho] - \\ - P_2 [\cos \alpha_2 \cos \lambda + \cos \beta_2 \cos \mu + \cos \gamma_2 \cos \nu] [\delta - \rho],$$

oder, mit Rücksicht auf die Formeln (90), (91) und (92) und bei Beibehaltung nur von Gliedern niedrigster Ordnung:

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) = - \left[P_1 \frac{\xi_1}{a} (\delta + \rho) - P_2 \frac{\xi_2}{b} (\delta - \rho) \right].$$

Bringt man in diese Formel die Werthe von ξ_1 und ξ_2 aus den Formeln (104) und (105) ein, so ergibt sich mit Rücksicht auf die Gleichungen (97), (98) und (99), da die Glieder, welche ξ als Factor enthalten, sich aufheben,

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) = - \frac{4P_1 P_2}{aP_2 + bP_1} \delta^2 \theta = - D\theta.$$

Wir erhalten also auch in diesem Fall denselben Ausdruck für $\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)$, wie früher.

Haben wir also T , $\left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right)$ und $\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)$ bestimmt, so können wir nun zur Bestimmung der Bewegungsgleichungen unseres Systems das Lagrange'sche Princip in Anwendung bringen.

Es wird nämlich

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \xi'} \right) - \frac{\partial T}{\partial \xi} = \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \theta'} \right) - \frac{\partial T}{\partial \theta} = \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right) = - D\theta.$$

Also

$$\frac{P}{g} \xi'' + \left[\frac{P_1}{a} + \frac{P_2}{b} \right] \xi + \frac{P}{g} (\rho - \Delta) \theta'' = 0 \dots \dots \dots (107)$$

$$K \theta'' + D\theta + \frac{P}{g} (\rho - \Delta) \xi'' = 0 \dots \dots \dots (108)$$

Diese Gleichungen zeigen in allerdeutlichster Weise, dass die Verschiebungen (ξ) des Apparates einen Einfluss auf die Drehungen (θ) haben und umgekehrt.

Nur unter der Bedingung, dass

$$\rho - \Delta = 0$$

ist, werden die Drehungen vollständig unabhängig von den Verschiebungen sein.

Mit anderen Worten, es muss die momentane Drehungsaxe durch den Schwerpunkt des Systems hindurchgehen.

Aus den Gleichungen (77) und (79) ergibt sich nun

$$\Delta = \delta \frac{P_2 - P_1}{P_1 + P_2} \dots \dots \dots (109)$$

ρ ist durch die Gleichung (95) gegeben.

Es folgt also

$$\rho - \Delta = 2\delta \frac{P_1 P_2 (a - b)}{P(aP_2 + bP_1)} \dots \dots \dots (110)$$

Wir sehen also, dass $\rho - \Delta$ im Allgemeinen von 0 verschieden ist, folglich verursachen die Schwingungen des Apparates eine Drehung desselben, wie die Beobachtungen es thatsächlich gezeigt haben.

Um $\rho - \Delta = 0$ zu machen, d. h. die Drehungen des Davison'schen Apparates unabhängig von den Verschiebungen desselben zu machen, muss $a = b$ sein. Dann aber ist der Apparat zu Neigungsbeobachtungen nicht mehr verwendbar.

Es kann aber in einer anderen Weise $\rho - \Delta$ sehr klein gemacht werden; nämlich braucht man dazu nur P_1 oder P_2 sehr klein zu machen, d. h. den Schwerpunkt des Systems möglichst nahe an einen der beiden Drähte heranzurücken.

Vollständig kann man wohl nicht den störenden Einfluss der Verschiebungen eliminieren, da der Davison'sche Apparat gewissermaassen als eine Combination von einem Vertical- und Horizontalpendel betrachtet werden kann, aber durch passende Verschiebung des Schwerpunktes des Systems kann dieser Einfluss sehr klein gemacht werden.

Wollen wir nun die zwei erhaltenen Differentialgleichungen (107) und (108), welche die Bewegung unseres Apparates beherrschen, etwas näher betrachten.

Der Einfachheit wegen führen wir folgende Bezeichnungen ein:

$$\frac{\frac{P_1}{a} + \frac{P_2}{b}}{P} \cdot g = n^2 \dots\dots\dots (111)$$

$$\rho - \Delta = 2\delta \frac{P_1 P_2 (a-b)}{P(aP_2 + bP_1)} = \alpha \dots\dots\dots (112)$$

$$\frac{D}{K} = n_1^2 \dots\dots\dots (113)$$

$$\frac{P}{gK} (\rho - \Delta) = \alpha_1, ^1) \dots\dots\dots (114)$$

Dann wird

$$\xi'' + n^2 \xi + \alpha \theta'' = 0 \dots\dots\dots (115)$$

$$\theta'' + n_1^2 \theta + \alpha_1 \xi'' = 0. \dots\dots\dots (116)$$

Wäre α gleich Null, so würde unser System wie ein einfaches Verticalpendel schwingen, dessen Periode

$$\tau = \frac{2\pi}{n} \dots\dots\dots (117)$$

wird.

Die Länge des entsprechenden Pendels kann man in folgender Weise berechnen:

$$\tau = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}} = 2\pi \frac{1}{n},$$

also, nach der Gleichung (111),

$$l = \frac{abP}{aP_2 + bP_1} \dots\dots\dots (118)$$

Ist $a = b$, so wird $l = a$ sein.

Für $P_2 = 0$ ist $l = a$;

» $P_1 = 0$ » $l = b$;

» $P_1 = P_2$ » $l = \frac{2ab}{a+b}$.

Wäre $\alpha_1 = 0$, so würde die Drehung des Apparates mit einer Periode

$$\tau_1 = \frac{2\pi}{n_1} \dots\dots\dots (119)$$

erfolgen.

¹⁾ α_1 hat die Dimensionen L^{-1} , wo L eine Länge bedeutet. α hat die Dimensionen L , also ist αz_1 eine reine Zahl.

In Wirklichkeit aber, da zwischen diesen schwingenden und drehenden Bewegungen eine gegenseitige Einwirkung besteht, werden die Perioden T und T_1 derselben etwas anders ausfallen.

Wollen wir nun die Gesetze dieser Bewegungen etwas näher untersuchen.

Es handelt sich dabei darum, unser System von zwei simultanen Differentialgleichungen zu integrieren.

Setzen wir θ'' aus der Gleichung (116) in die Gleichung (115) ein, so folgt

$$(1 - \alpha\alpha_1) \xi'' + n^2 \xi = \alpha n_1^2 \theta.$$

Durch zweimaliges Differenzieren nach der Zeit t bekommen wir

$$\alpha \theta'' = \frac{1}{n_1^2} [(1 - \alpha\alpha_1) \xi'''' + n^2 \xi''].$$

Setzen wir diesen Werth in die Gleichung (115) ein, so ergibt sich

$$(1 - \alpha\alpha_1) \xi'''' + (n^2 + n_1^2) \xi'' + n^2 n_1^2 \xi = 0. \dots\dots\dots (120)$$

Hätte man ξ statt θ aus den simultanen Differentialgleichungen eliminieren wollen, so würde man genau dieselbe Differentialgleichung für θ finden, nämlich

$$(1 - \alpha\alpha_1) \theta'''' + (n^2 + n_1^2) \theta'' + n^2 n_1^2 \theta = 0. \dots\dots\dots (121)$$

Wir sehen also, dass beide Bewegungen (ξ und θ) genau derselben Differentialgleichung entsprechen; wir brauchen also nur eine von diesen Bewegungen zu untersuchen.

Setzen wir der Einfachheit wegen

$$\omega^2 = \alpha\alpha_1 = \frac{P}{gK} (\rho - \Delta)^2, \dots\dots\dots (122)$$

wo ω^2 immer positiv wird.

Zum Integrieren der Gleichung (120) setzen wir

$$\xi = e^{\mu t},$$

dann erhalten wir

$$\mu^4 + \frac{n^2 + n_1^2}{1 - \omega^2} \mu^2 + \frac{n^2 n_1^2}{1 - \omega^2} = 0. \dots\dots\dots (123)$$

Die Wurzeln dieser Gleichung sind

$$\mu^2 = -\frac{1}{2(1 - \omega^2)} [(n^2 + n_1^2) \mp \sqrt{(n_1^2 - n^2)^2 + 4n^2 n_1^2 \omega^2}].$$

Setzen wir ferner

$$\nu^2 = \frac{1}{2(1-\omega^2)} [(n^2 + n_1^2) - \sqrt{(n_1^2 - n^2)^2 + 4n^2 n_1^2 \omega^2}]. \dots (124)$$

$$\nu_1^2 = \frac{1}{2(1-\omega^2)} [(n^2 + n_1^2) + \sqrt{(n_1^2 - n^2)^2 + 4n^2 n_1^2 \omega^2}]. \dots (125)$$

Die Integrale unserer Differentialgleichungen (120) und (121) nehmen die folgende Form an:

$$\xi = A \cos \nu t + B \sin \nu t + C \cos \nu_1 t + D \sin \nu_1 t. \dots (126)$$

$$\theta = A_1 \cos \nu t + B_1 \sin \nu t + C_1 \cos \nu_1 t + D_1 \sin \nu_1 t. \dots (127)$$

Die Coefficienten vor den trigonometrischen Functionen sind Integrationsconstanten, welche unmittelbar von den Anfangsbedingungen der Bewegung abhängen.

Wir sehen also, dass jede dieser beiden Bewegungen eine doppelt-periodische ist, mit denselben Perioden

$$T = \frac{2\pi}{\nu} \dots (128)$$

und

$$T_1 = \frac{2\pi}{\nu_1} \dots (129)$$

Ehe wir mit dieser Untersuchung weiter fortschreiten, wollen wir uns zuerst überzeugen, ob ν und ν_1 immer reell sind.

Bezeichnen wir die in den vorigen Ausdrücken für ν^2 und ν_1^2 vorkommende Wurzel durch R , also

$$R = + \sqrt{(n_1^2 - n^2)^2 + 4n^2 n_1^2 \omega^2}. \dots (130)$$

Da ω^2 immer positiv ist, so wird R immer reell.

Wollen wir nun sehen, unter welcher Bedingung

$$R < n^2 + n_1^2$$

wird:

Diese Bedingung fordert, dass

$$\omega^2 < 1$$

ist.

Ist also $\omega^2 < 1$, so wird, wie aus den Gleichungen (124) und (125) ersichtlich ist, v und v_1 immer reell.

Der Beweis, dass $\omega^2 < 1$ ist, lässt sich folgendermaassen liefern.

Nach der Formel (122) muss also bewiesen werden, dass immer

$$P(\rho - \Delta)^2 < gK \dots \dots \dots (131)$$

wird.

K ist das Trägheitsmoment des Systems in Bezug auf die Drehungsaxe, welche durch O' hindurchgeht.

Wären alle Massen auf der Linie AB (siehe die Fig. 34), welche die unteren Befestigungspunkte A und B der Drähte verbindet, vertheilt, so würde das entsprechende Trägheitsmoment K' kleiner als K ausfallen.

Lässt sich nun beweisen, dass

$$P(\rho - \Delta)^2 < gK'$$

ist, so wird die Beziehung (131) um so mehr erfüllt.

Zu diesem Zwecke denken wir uns einen Stab von sehr kleinem und überall gleichem Querschnitt q , welcher mit AB zusammenfällt, und sei die Massendichtigkeit desselben gleich σ , wo σ eine veränderliche Grösse ist, welche von der Entfernung r des betrachteten Punktes von der Mitte O' von AB unmittelbar abhängt. Also $\sigma = f(r)$.

Dann ist

$$K' = q \int_{-c}^{+c} \sigma (r - \rho)^2 dr,$$

wo $2c$ die ganze Länge des Stabes bedeutet.

Es ergibt sich ohne Weiteres

$$K' = q \int_{-c}^{+c} \sigma r^2 dr - 2\rho q \int_{-c}^{+c} \sigma r dr + q\rho^2 \int_{-c}^{+c} \sigma dr.$$

$q \int_{-c}^{+c} \sigma dr$ ist die ganze Masse des Systems, also $\frac{P}{g} = M$;

$$q \int_{-c}^{+c} \sigma r dr = \frac{P}{g} \cdot \Delta = M\Delta, \dots \dots \dots (132)$$

wo Δ die Entfernung des Schwerpunktes von der Mitte des Stabes O' darstellt.

Was nun $q \int_{-c}^{+c} \sigma r^2 dr$ anbetrifft, so bedeutet dasselbe das Trägheitsmoment K_0 des Systems in Bezug auf eine Axe, welche durch die Mitte des Stabes O' hindurchgeht.

Setzen wir nun

$$K_0 = q \int_{-c}^{+c} \sigma r^2 dr = Mr_0^2, \dots\dots\dots(133)$$

so folgt

$$K' = Mr_0^2 - M2\rho\Delta + M\rho^2.$$

Unsere Bedingung

$$\dot{P}(\rho - \Delta)^2 < gK'$$

führt also zur folgenden Beziehung

$$\Delta^2 < r_0^2 \dots\dots\dots(134)$$

Ist diese Beziehung erfüllt, so wird $\omega^2 < 1$ sein.

Es lässt sich nun zeigen, dass die Ungleichung (134) für positive Werthe von σ , welche nur vorkommen können, immer erfüllt wird.

Aus den Gleichungen (132) und (133) folgt

$$\Delta^2 = \frac{1}{M^2} q^2 \cdot \int_{-c}^{+c} \sigma r dr \times \int_{-c}^{+c} \sigma r dr,$$

$$r_0^2 = \frac{q}{M} \int_{-c}^{+c} \sigma r^2 dr$$

und da

$$M = q \int_{-c}^{+c} \sigma dr$$

ist, so verwandelt sich die Beziehung (134) in die folgende:

$$\int_{-c}^{+c} \sigma r dr \times \int_{-c}^{+c} \sigma r dr < \int_{-c}^{+c} \sigma dr \times \int_{-c}^{+c} \sigma r^2 dr, \dots\dots\dots(135)$$

wo σ eine beliebige, stetige Function von r ist, die aber immer positiv bleiben soll.

Um die Richtigkeit der Beziehung (135) zu beweisen, denken wir unseren Stab in unendlich kleine, gleich lange Strecken Δr getheilt und

bezeichnen die Entfernung der Mitten dieser Strecken von O' respective durch $r_1, r_2, r_3 \dots r_n$.

Die entsprechenden Werthe von σ für positive Werthe von r seien resp. $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3 \dots \sigma_n$ und für negative $\sigma'_1, \sigma'_2, \sigma'_3 \dots \sigma'_n$.

Dann wird

$$\begin{aligned} \int_{-c}^{+c} \sigma r dr &= \{[\sigma_1 r_1 + \sigma_2 r_2 + \dots + \sigma_n r_n] - [\sigma'_1 r_1 + \sigma'_2 r_2 + \dots + \sigma'_n r_n]\} \Delta r \\ &= \left\{ \sum_{\mu=1}^{\mu=n} \sigma_{\mu} r_{\mu} - \sum_{\mu=1}^{\mu=n} \sigma'_{\mu} r_{\mu} \right\} \cdot \Delta r. \end{aligned}$$

Daraus folgt

$$\int_{-c}^{+c} \sigma r dr \times \int_{-c}^{+c} \sigma r dr = \left[\sum_{\mu=1}^{\mu=n} (\sigma_{\mu} - \sigma'_{\mu})^2 r_{\mu}^2 + \sum_{\mu=1}^{\mu=n} \sum_{v=1}^{v=n} (\sigma_{\mu} - \sigma'_{\mu}) (\sigma_v - \sigma'_v) r_{\mu} r_v \right] (\Delta r)^2.$$

In der zweiten Doppelsumme müssen μ und v verschieden sein.

Weiter haben wir

$$\begin{aligned} \int_{-c}^{+c} \sigma r^2 dr &= \left[\sum_{\mu=1}^{\mu=n} (\sigma_{\mu} + \sigma'_{\mu}) r_{\mu}^2 \right] \Delta r; \\ \int_{-c}^{+c} \sigma dr &= \left[\sum_{\mu=1}^{\mu=n} (\sigma_{\mu} + \sigma'_{\mu}) \right] \Delta r, \end{aligned}$$

also

$$\int_{-c}^{+c} \sigma dr \times \int_{-c}^{+c} \sigma r^2 dr = \left[\sum_{\mu=1}^{\mu=n} (\sigma_{\mu} + \sigma'_{\mu})^2 r_{\mu}^2 + \sum_{\mu=1}^{\mu=n} \sum_{v=1}^{v=n} (\sigma_{\mu} + \sigma'_{\mu}) (\sigma_v + \sigma'_v) r_{\mu} r_v \right] (\Delta r)^2,$$

wo ebenfalls $\mu \neq v$ ist.

Bringen wir nun diese Ausdrücke in die Bedingungsgleichung (135) ein, so ergibt sich

$$\begin{aligned} 0 &< 4 \sum_{\mu=1}^{\mu=n} \sigma_{\mu} \sigma'_{\mu} r_{\mu}^2 + \frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^{\mu=n} \sum_{v=1}^{v=n} \{ \sigma_{\mu} \sigma_v + \sigma'_{\mu} \sigma'_v \} (r_{\mu} - r_v)^2 \\ &\quad + \frac{1}{2} \sum_{\mu=1}^{\mu=n} \sum_{v=1}^{v=n} \{ \sigma_{\mu} \sigma'_v + \sigma'_{\mu} \sigma_v \} (r_{\mu} + r_v)^2. \end{aligned}$$

Für positive Werthe von σ wird diese Ungleichung immer erfüllt, folglich wird immer

$$\omega^2 < 1$$

sein.

Nach dieser Abweichung kehren wir wieder zur Betrachtung der Bewegungsgesetze unseres Apparates zurück.

Die beiden Perioden jeder der Bewegungen (ξ und θ) unseres Instruments werden durch die Gleichungen (128) und (129), resp. (124) und (125) gegeben.

Wollen wir nun den Specialfall betrachten, wo ω^2 sehr klein und n_1 von n beträchtlich verschieden ist, und begnügen wir uns dabei mit Gliedern erster Ordnung in Bezug auf ω^2 .

Man findet ohne Schwierigkeit aus den eben erwähnten Formeln folgende Gleichungen:

$$v = n \left[1 - \frac{1}{2} \frac{n^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right], \dots\dots\dots (136)$$

$$v_1 = n_1 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{n_1^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right], \dots\dots\dots (137)$$

und weiter, wegen der Beziehungen (117) und (119),

$$T = \tau \left[1 + \frac{1}{2} \frac{n^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right], \dots\dots\dots (138)$$

$$T_1 = \tau_1 \left[1 - \frac{1}{2} \frac{n_1^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right]. \dots\dots\dots (139)$$

Wir sehen also, dass die Eigenperioden jeder einzelnen Bewegung durch das gegenseitige Beeinflussen eine Aenderung erfahren, ausserdem besitzt noch, wie wir schon wissen, in diesem Fall jede Bewegung zwei Perioden, nämlich T und T_1 .

Wollen wir noch folgenden Grenzfall betrachten, wo

$$n = n_1$$

ist, wobei wir keine Voraussetzung über die Grössenordnung von ω^2 machen werden.

Man findet leicht in diesem Falle

$$v = \frac{n}{\sqrt{1 + \omega}} \dots\dots\dots (140)$$

$$v_1 = \frac{n}{\sqrt{1 - \omega}}, \dots\dots\dots (141)$$

also

$$T = \tau \sqrt{1 + \omega} \dots\dots\dots (142)$$

$$T_1 = \tau_1 \sqrt{1 - \omega}. \dots\dots\dots (143)$$

Die Gesetze dieser interessanten Bewegungen sind nun durch die früher gegebenen Gleichungen festgestellt.

Wir haben auch gesehen, dass wegen der Wechselwirkung beider Bewegungen jede derselben schon zwei Perioden T und T_1 besitzt.

Um den Charakter dieser Wechselwirkung anschaulicher zu machen, ist es zweckmässig die Eigenschaften dieser Bewegungen etwas näher zu verfolgen und dementsprechend die Integrationsconstanten in den Gleichungen (126) und (127) zu bestimmen.

Wollen wir zu diesem Zweck zwei besondere Voraussetzungen machen.

Erste Voraussetzung.

Am Anfang der Bewegung sei der Apparat in Ruhe, dann werde er um den Winkel θ_0 gedreht und alsdann sich selbst überlassen.

Dementsprechend muss man setzen

$$\text{für } t = 0 \quad \xi = 0 \quad \xi' = 0 \quad \theta = \theta_0 \quad \theta' = 0.$$

Aus diesen Bedingungen lassen sich nun die 8 Constanten in den Gleichungen (126) und (127) bestimmen.

Dies geschieht auf folgende Weise.

Ersetzt man θ'' in der Gleichung (115) durch seinen Werth aus der Gleichung (116), so folgt

$$(1 - \omega^2) \xi'' + n^2 \xi = \alpha n_1^2 \theta.$$

In ganz ähnlicher Weise finden wir

$$(1 - \omega^2) \theta'' + n_1^2 \theta = \alpha_1 n^2 \xi.$$

Auf Grund dieser Gleichungen und den gegebenen Anfangsbedingungen hat man für

$$t = 0$$

$$\xi = 0$$

$$\theta = \theta_0$$

$$\xi' = 0$$

$$\theta' = 0$$

$$\xi'' = \frac{\alpha n_1^2}{1 - \omega^2} \theta_0$$

$$\theta'' = - \frac{n^2}{1 - \omega^2} \theta_0$$

$$\xi''' = 0$$

$$\theta''' = 0.$$

Differentiert man die allgemeinen Ausdrücke für ξ und θ dreimal nach einander und setzt dann $t=0$, so erhält man zur Bestimmung der gesuchten Constanten folgende 8 Gleichungen:

$$0 = A + C$$

$$0 = vB + v_1 D$$

$$\frac{\alpha n_1^2}{1-\omega^2} \theta_0 = -v^3 A - v_1^3 C$$

$$0 = -v^3 B - v_1^3 D$$

$$\theta_0 = A_1 + C_1$$

$$0 = vB_1 + v_1 D_1$$

$$-\frac{n_1^2}{1-\omega^2} \theta_0 = -v^3 A_1 - v_1^3 C_1$$

$$0 = -v^3 B_1 - v_1^3 D_1.$$

Man findet daraus, da v und v_1 verschieden sind, ¹⁾

$$A = \frac{1}{v_1^2 - v^2} \cdot \frac{\alpha n_1^2}{1-\omega^2} \theta_0 = \frac{\alpha n_1^2}{R} \theta_0$$

$$B = 0$$

$$C = -\frac{1}{v_1^2 - v^2} \frac{\alpha n_1^2}{1-\omega^2} \theta_0 = -\frac{\alpha n_1^2}{R} \theta_0$$

$$D = 0$$

$$A_1 = -\frac{n_1^2 - n^2 - R}{2R} \theta_0$$

$$B_1 = 0$$

$$C_1 = \frac{n_1^2 - n^2 + R}{2R} \theta_0$$

$$D_1 = 0.$$

¹⁾ Siehe die Gleichungen (124), (125) und (130).

Wir erhalten also folgende zwei Ausdrücke für ξ und θ :

$$\xi = \frac{\alpha n_1^2}{R} \theta_0 \{ \cos \nu t - \cos \nu_1 t \} \dots \dots \dots (144)$$

und

$$\theta = \theta_0 \left[\frac{n_1^2 - n^2 + R}{2R} \cos \nu_1 t - \frac{n_1^2 - n^2 - R}{2R} \cos \nu t \right] \dots \dots (145)$$

Dies sind die allgemeinen Ausdrücke für ξ und θ unter den vorausgesetzten Bedingungen.

Wollen wir jetzt specielle Annahmen machen.

Erste Annahme. ω^2 sehr klein und n_1 von n verschieden.

In diesem Fall haben wir

$$R = (n_1^2 - n^2) \left[1 + \frac{2n^2 n_1^2}{(n_1^2 - n^2)^2} \cdot \omega^2 \right].$$

Setzen wir

$$\beta = \frac{n^2 n_1^2}{(n_1^2 - n^2)^2} \omega^2, \dots \dots \dots (146)$$

wo β sehr klein sein soll.

Bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung ergibt sich

$$\frac{n_1^2 - n^2 + R}{2R} = (1 - \beta) \dots \dots \dots (147)$$

$$\frac{n_1^2 - n^2 - R}{2R} = -\beta, \dots \dots \dots (148)$$

also

$$\xi = \alpha \frac{n_1^2}{n_1^2 - n^2} \theta_0 \{ \cos \nu t - \cos \nu_1 t \} \dots \dots \dots (149)$$

und

$$\theta = \theta_0 \{ (1 - \beta) \cos \nu_1 t + \beta \cos \nu t \}, \dots \dots \dots (150)$$

wo ν und ν_1 aus den Formeln (136) und (137) zu entnehmen sind.

Ist $\rho = \Delta$, also α, ω^2 und β sehr klein, so sehen wir, dass ξ immer sehr klein bleibt, wobei es zwei Perioden besitzt.

Was nun θ anbelangt, so erkennen wir an der Formel (150) am deutlichsten die Wirkung der gegenseitigen Beeinflussung beider Bewegungen.

Wäre $\omega^2 = 0$, so hätten wir

$$\theta = \theta_0 \cos n_1 t$$

gehabt.

In jetzigem Falle treten aber zwei Perioden auf.

Die Amplitude der Hauptperiode, welche sich wenig von τ_1 unterscheidet, wird nur sehr wenig, nämlich im Verhältniss von $(1 - \beta)$ zu 1, verkleinert, während die Amplitude der zweiten periodischen Bewegung $\beta\theta_0$ sehr klein ausfällt.

Diese gegenseitige Einwirkung kann also gewissermaassen als eine Störung der entsprechenden Haupt- oder Eigenbewegung betrachtet werden.

Zweite Annahme. $n = n_1$ ω^3 willkürlich.

Es ergibt sich

$$R = 2n^2\omega,$$

also, da $\omega^2 = \alpha\alpha_1$ ist,

$$\xi = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_1}} \cdot \theta_0 \{ \cos \nu t - \cos \nu_1 t \}$$

und

$$\theta = \frac{1}{2} \theta_0 \{ \cos \nu t + \cos \nu_1 t \},$$

wo ν und ν_1 aus den Formeln (140) und (141) zu entnehmen sind.

Zweite Voraussetzung.

Am Anfang der Bewegung sei der Apparat in Ruhe, werde aber um ξ_0 von seiner Ruhelage parallel der x -Axe abgelenkt und alsdann sich selbst überlassen.

Dementsprechend muss man setzen

$$\text{für } t = 0 \quad \xi = \xi_0 \quad \xi' = 0 \quad \theta = 0 \quad \theta' = 0.$$

Dieser Fall lässt sich ganz ähnlich wie der vorige behandeln.

Führt man die Rechnungen durch, so findet man ohne Schwierigkeit

$$\xi = \xi_0 \left\{ \frac{n_1^2 - n^2 + R}{2R} \cos \nu t - \frac{n_1^2 - n^2 - R}{2R} \cos \nu_1 t \right\} \dots \dots (151)$$

$$\theta = \frac{\alpha_1 n^2}{R} \xi_0 \{ \cos \nu t - \cos \nu_1 t \}. \dots \dots (152)$$

Dies sind die allgemeinen Ausdrücke für ξ und θ unter den vorausgesetzten Bedingungen.

ν und ν_1 sind aus den Formeln (124) und (125) zu entnehmen.

Wir können hier wiederum dieselben zwei speciellen Annahmen machen.

Erste Annahme. ω^2 sehr klein; n_1 von n verschieden.

Es ergibt sich in ganz ähnlicher Weise wie früher

$$\xi = \xi_0 \{ (1 - \beta) \cos vt + \beta \cos v_1 t \}$$

und

$$\theta = \alpha_1 \frac{n^2}{n_1^2 - n^2} \cdot \xi_0 \{ \cos vt - \cos v_1 t \},$$

wo v und v_1 aus den Formeln (136) und (137) zu entnehmen sind.

Wegen der Kleinheit von α_1 , ω^2 und β wird θ immer sehr klein bleiben.

Wäre $\beta = 0$, so hätten wir gehabt

$$\xi = \xi_0 \cos nt;$$

in jetzigem Falle treten aber zwei Perioden T und T_1 auf, wobei die Amplitude beim zweiten verhältnissmässig sehr klein ist. Die Wechselwirkung beider Bewegungen kann also ebenfalls gewissermaassen als eine Störung der Haupt- oder Eigenbewegung aufgefasst werden.

Zweite Annahme. $n = n_1$ ω^2 willkürlich.

Wir haben ganz ähnlich wie früher

$$\xi = \frac{1}{2} \xi_0 \{ \cos vt + \cos v_1 t \}$$

und

$$\theta = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha_1}{\alpha}} \xi_0 \{ \cos vt - \cos v_1 t \},$$

wo v und v_1 durch die Formeln (140) und (141) gegeben sind.

§ 6.

Experimentelle Prüfung der dargelegten Theorie.

Um die im vorigen Paragraphen entwickelte Theorie der Bewegung eines freien Davison'schen Apparates bei ruhender Unterlage experimentell zu prüfen und sich von der Richtigkeit der erhaltenen Formeln zu überzeugen, sind Versuche mit dem früher erwähnten vereinfachten Modell dieses Apparates (siehe die Fig. 32) ausgeführt worden.

Der Apparat wurde entweder in Schwingungen oder in Drehungen versetzt und die Hauptperiode jeder dieser Bewegungen bei verschiedenen Stellungen des Laufgewichtes M zwischen den Befestigungspunkten A und B beider Drähte gemessen.

Zu diesem Zweck bediente man sich eines sehr guten Löbner'schen Secundenzählers, dessen Correctionen durch Vergleich mit einem Chronometer aus der Pulkowaschen Sternwarte früher bestimmt waren.

Zur Bestimmung der einzelnen Hauptperioden T und T_1 der schwingenden und drehenden Bewegung wurde die Dauer einer ziemlich grossen Anzahl von Schwingungen gemessen.

Hat man nun T und T_1 aus Versuchen erhalten, so handelt es sich nur darum, diese Werthe mit den aus den Formeln (128) und (129), resp. (124) und (125) sich ergebenden zu vergleichen.

Um diese Rechnungen durchführen zu können, muss man die Werthe der Constanten n^2 , n_1^2 und $\omega^2 = \alpha\alpha_1$ bei verschiedenen Stellungen des Laufgewichtes M kennen.

Diese Constanten werden durch die Formeln (111), (112), (113) und (114) gegeben.

Alle dazu erforderlichen Data wurden durch directe Ausmessungen erhalten.

Das Laufgewicht M war ein Messingcylinder von 2,60 cm. Höhe und von 450,7 Gr. Gewicht, welcher centrisch auf dem in Millimeter getheilten Messingstab aufgesetzt war und denselben entlang verschoben werden konnte.

Das Gewicht des Stabes war 28,8 Gr., folglich betrug das Gesamtgewicht des Systems

$$P = 479,5 \text{ Gr.}$$

Wollen wir nun die Entfernung der Mitte des Laufgewichtes von der Mitte O' des Stabes mit d bezeichnen, wobei wir allen Entfernungen von O' nach rechts zum kürzeren Draht hin (siehe die Fig. 32)), das Vorzeichen $+$ beilegen wollen.

Kennt man d , so kann man leicht unter Berücksichtigung des Gewichtes des Stabes die Entfernung Δ des Schwerpunktes des Systems von O berechnen.

Was die Entfernung der Drähte anbelangt, so war

$$2\delta = 24,00 \text{ cm.}$$

Sind nun Δ und P bekannt, so kann man für jede Lage des Laufgewichtes M die Spannungen P_1 und P_2 der Drähte nach den Formeln (77) und (78) leicht berechnen.

Die Längen der Drähte betrugen

$$a = 118,58 \text{ cm.}$$

$$b = 60,04 \text{ cm.}^1)$$

Mit Hilfe dieser Data liess sich die Entfernung ρ der Drehungsaxe von O nach der Formel (95), so wie auch $\alpha = \rho - \Delta$, die Constante n^2 nach der Formel (111) und die reducierte Länge l des entsprechenden einfachen Pendels nach der Formel (118) leicht berechnen.

Um n_1^2 und α_1 bestimmen zu können, muss man noch das Trägheitsmoment K des ganzen Systems in Bezug auf die Drehungsaxe, so wie auch die Drehungsconstante D kennen.

Bedeutet nun M' die Masse des Laufgewichtes und m die des Stabes und seien K_0 und k_0 die entsprechenden Trägheitsmomente in Bezug auf eine zur x -Axe parallele Axe, welche durch die entsprechenden Schwerpunkte dieser Massen hindurchgeht, so wird

$$K = K_0 + M'(d - \rho)^2 + k_0 + m\rho^2.$$

Die Ausmessungen ergaben

$$K_0 = 1021,7 \quad C. G. S.$$

$$k_0 = 1410,3 \quad —$$

Was nun D anbelangt, so lässt es sich nach der Formel (99) berechnen.

¹⁾ Die directen Ausmessungen lieferten $a = 118,10$ cm. und $b = 59,65$ cm. Diese Werthe bedürfen in Bezug auf die Dimensionen des Messingstabes kleiner Correctionen $\Delta a = 0,48$ cm. und $\Delta b = 0,39$ cm.; diese ergeben sich aus Schwingungsbeobachtungen mit jedem einzelnen Draht allein, woraus aus der beobachteten Periode die wirklich vorkommende Drahtlänge sich berechnet.

NB. Siehe die Anmerkung ²⁾ auf Seite 44.

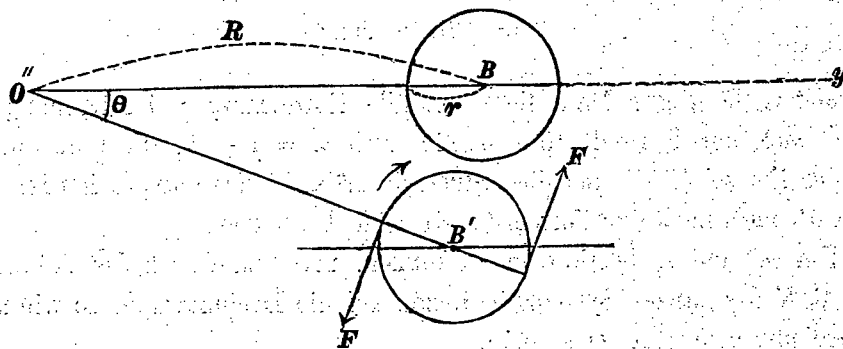
Bezüglich dieser Grösse muss man hier folgendes bemerken.

Unter D muss man in den vorigen Formeln die totale Drehungsconstante verstehen, welche bei den hier vorkommenden Drehungen in Wirkung tritt. Nun werden bei der Drehung unseres Systems auch die Aufhängedrähte ebenfalls etwas tordiert und diese complementäre Torsion addiert sich unmittelbar zu der Wirkung von D .

Bedeute nun D_a und D_b die Torsionsconstanten der Drähte, so muss zu demjenigen Werth von D , welcher sich aus der Formel (99) ergibt, noch $D_a + D_b$ hinzu addiert werden.

Dies lässt sich in folgender einfacher Weise beweisen.

Fig. 38.



Bedeute auf der Fig. 38 der Kreis, dessen Centrum in B sich befindet, den Querschnitt des Drahtes b (im vergrösserten Maassstab). Nach der Drehung θ um die momentane Axe O'' verschiebt sich B nach B' , wobei der Draht um denselben Winkel θ in der Richtung des kleinen Pfeiles tordiert wird.

Bei dieser Torsion tritt eine Kraft F auf, welche den Draht zu detordieren sucht.

Ist r der Radius des Drahtes, so wird das entsprechende Drehungsmoment S infolge der Torsion in Bezug auf die Axe des Drahtes sich so ausdrücken lassen

$$S = 2Fr = D_b \theta,$$

wo D_b die Drehungsconstante des entsprechenden Drahtes bedeutet.

Wir suchen aber das Drehungsmoment nicht in Bezug auf die Axe des Drahtes, sondern auf die Axe, welche durch O'' hindurchgeht.

Das wirkliche Drehungsmoment $D\theta$ infolge der bifilaren Aufhängung sucht den Winkel θ zu verkleinern.

Die Torsion des Drahtes ruft, wie aus der Figur leicht ersichtlich ist, folgendes Moment in Bezug auf O'' hervor

$$F(R+r) - F(R-r) = 2Fr,$$

wo $R = \delta - \rho$ die Entfernung zwischen O'' und B bedeutet.

Nun haben wir eben gesehen, dass

$$2Fr = D_b \theta$$

ist, folglich muss zu D einfach D_b addiert werden.

Dieselben Betrachtungen gelten auch für den Draht a .

Wir sehen also, dass in der zur Bestimmung von n_1^2 dienenden Gleichung (113) D durch $D + D_a + D_b$ ersetzt sein muss.

Was nun die numerischen Werthe von D_a und D_b betrifft, so lassen sich dieselben sehr einfach aus besonderen Beobachtungen an Torsionsschwingungen mit jedem der Drähte einzeln bestimmen.

Ist z. B. nur der Draht a vorhanden, und bedeute T_a die Periode einer vollen Torsionsschwingung und K_a das Trägheitsmoment des beweglichen Systems in Bezug auf die Drahtaxe, so wird

$$T_a = 2\pi \sqrt{\frac{K_a}{D_a}}.$$

Auf diese Weise lassen sich die Constanten D_a und D_b leicht bestimmen.

Es ergab sich

$$D_a + D_b = 381 \quad \text{C. G. S.}$$

Dies ist eine sehr kleine Grösse, die bei diesen Versuchen höchstens den 0,002^{sten} Theil von D erreichte.

In der hier beschriebenen Weise sind nun die verschiedenen zur Berechnung der Perioden dienenden Constanten bestimmt worden.

Dieselben sind in der folgenden Tabelle I zusammengestellt.

Ausser ω^2 sind in der Tabelle I noch die Werthe von β nach der Formel (146) und die Eigenperioden $\tau = \frac{2\pi}{n}$ und $\tau_1 = \frac{2\pi}{n_1}$ (für $\omega^2 = 0$) angegeben.

Tabelle I.

d	Δ	P_1	P_2	ρ	l	n^2	n_1^2	ω^2	β	τ	τ_1
Cm.	Cm.	Gr.	Gr.	Cm.	Cm.						
10,50	9,87	42,6	436,9	10,87	62,79	15,638	32,878	0,0817	0,1413	1,59	1,10
5,35	5,03	139,3	340,2	7,88	70,09	14,008	77,498	0,5484	0,1477	1,68	0,71
0,01	0,01	239,5	240,0	3,94	79,69	12,321	77,154	0,7532	0,1703	1,79	0,72
— 5,35	— 5,03	340,2	139,3	— 1,27	92,43	10,623	72,722	0,6787	0,1360	1,93	0,74
— 10,69	— 10,05	440,5	39,0	— 8,43	109,88	8,936	46,141	0,1853	0,0552	2,10	0,93

Wir sehen aus dieser Tabelle, dass d zwischen ziemlich weiten Grenzen variiert hat.

$\rho - \Delta$ blieb dabei immer positiv.

Mit abnehmendem d nimmt l und folglich auch τ stetig zu.

Was nun τ_1 betrifft, so erhält dasselbe am Anfang seinen maximalen Werth, nimmt alsdann mit abnehmendem d ab, behält für die mittleren Lagen des Laufgewichtes einen ziemlich constanten Werth, um dann wieder zuzunehmen.

ω^2 so wie auch β sind am kleinsten für die Grenzstellungen des Laufgewichtes M . Für eine bestimmte mittlere Stellung von M erreichen sie ein Maximum.

Für $d = 0,01$ cm. hat ω^2 schon einen ziemlich beträchtlichen Werth, nämlich 0,7532.

Mit diesen hier angeführten Werthen von n^2 , n_1^2 und ω^2 sind nun v^2 und v_1^2 nach den genauen Formeln (124) und (125) und aus ihnen nach den Formeln (128) und (129) die Hauptperioden T und T_1 jeder der beiden Bewegungen berechnet worden.

Die entsprechenden Werthe von T und T_1 sind nun in der folgenden Tabelle II zusammengestellt, wobei neben der berechneten Periode die direct beobachtete angegeben ist.

Tabelle II.

d	T		T_1	
	Berechnet.	Beobachtet.	Berechnet.	Beobachtet.
Cm.				
10,50	1,64	1,65	1,02	1,01
5,35	1,77	1,75	0,46	0,45
0,01	1,90	1,90	0,34	0,35
— 5,35	2,02	2,03	0,40	0,40
— 10,69	2,15	2,16	0,82	0,80

Wir sehen aus dieser Tabelle, dass die Uebereinstimmung zwischen den berechneten und direct beobachteten Werthen der Perioden als eine äusserst befriedigende zu bezeichnen ist.

Der maximale Unterschied zwischen den berechneten und beobachteten Perioden beträgt nur 0,02.

Wir sehen auch, dass T und T_1 von den Eigenperioden τ und τ_1 verschieden sind, wobei bei T_1 der Unterschied für mittlere Stellungen des Laufgewichts ein ziemlich beträchtlicher ist, für $d = 0,01$ cm. ist τ_1 sogar mehr als doppelt so gross wie T_1 .

§ 7.

Theorie der Bewegung des freien Davison'schen Apparates bei ruhender Unterlage unter Berücksichtigung der Dämpfung.

Wir haben im § 5 die Theorie der Bewegung des freien Davison'schen Apparates entwickelt und dieselbe im § 6 geprüft.

Die Gesetze dieser Bewegungen bieten, wie wir gesehen haben, manche interessante Eigenthümlichkeiten auf, die gewissermaassen als eine Art Störungen aufgefasst werden können.

Bei diesen Entwicklungen haben wir von der Wirkung der Dämpfung vollständig abgesehen und wurden zu den Differentialgleichungen (115) und (116) geführt, welche die Bewegungen des Apparates in diesem Fall beherrschen.

Will man nun den Einfluss der Dämpfung mitberücksichtigen, so braucht man nur in den früher gefundenen Differentialgleichungen der Bewegung die bekannten Glieder, welche von der Dämpfung abhängen, einfach hinzuzufügen.

Thut man das, so ergeben sich folgende zwei verallgemeinerte Differentialgleichungen der Bewegung unseres Apparates, wo der Einfluss der Dämpfung schon mitberücksichtigt ist.

$$\xi'' + 2\varepsilon\xi' + n^2\xi + \alpha\theta'' = 0 \dots\dots\dots(153)$$

$$\theta'' + 2\varepsilon_1\theta' + n_1^2\theta + \alpha_1\xi'' = 0. \dots\dots\dots(154)$$

Hierin bedeuten ε und ε_1 die entsprechenden Dämpfungsconstanten jeder dieser Bewegungen.

Diese beiden Gleichungen bilden nun den Ausgangspunkt der weiter zu entwickelnden Theorie.

Ist keine Wechselwirkung zwischen diesen zwei Bewegungen des Apparates vorhanden, ist also α und α_1 gleich Null, so vereinfachen sich diese Gleichungen zu den folgenden

$$\xi'' + 2\varepsilon\xi' + n^2\xi = 0 \dots\dots\dots(155)$$

$$\theta'' + 2\varepsilon_1\theta' + n_1^2\theta = 0 \dots\dots\dots(156)$$

und ihre Integrale nehmen folgende Gestalt an:

Für $\varepsilon < n, \varepsilon_1 < n_1$

$$\xi = e^{-\varepsilon t} [A \cos pt + B \sin pt] \dots\dots\dots(157)$$

$$\theta = e^{-\varepsilon_1 t} [A_1 \cos p_1 t + B_1 \sin p_1 t], \dots\dots\dots(158)$$

wo

$$p = + \sqrt{n^2 - \varepsilon^2} \dots\dots\dots(159)$$

und

$$p_1 = + \sqrt{n_1^2 - \varepsilon_1^2} \dots\dots\dots(160)$$

ist.

A, B, A_1 und B_1 sind Integrationsconstanten, welche von den Anfangsbedingungen unmittelbar abhängen.

Diese Ausdrücke für ξ und θ stellen gedämpfte Sinusschwingungen dar.

Für $\varepsilon > n, \varepsilon_1 > n_1$

$$\xi = A e^{-v_1 t} + B e^{-v_2 t} \dots\dots\dots(161)$$

$$\theta = A_1 e^{-\sigma_1 t} + B_1 e^{-\sigma_2 t} \dots\dots\dots(162)$$

Hierin bedeuten

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \varepsilon + q \\ v_2 &= \varepsilon - q \\ q &= + \sqrt{\varepsilon^2 - n^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(163)$$

und

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &= \varepsilon_1 + q_1 \\ \sigma_2 &= \varepsilon_1 - q_1 \\ q_1 &= + \sqrt{\varepsilon_1^2 - n_1^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(164)$$

A , B , A_1 und B_1 sind wiederum Integrationsconstanten.

Diese neuen Ausdrücke für ξ und θ entsprechen schon einer aperiodischen Bewegung.

Um eine solche aperiodische Bewegung zu verwirklichen, muss schon die Dämpfung sehr stark sein, was bekanntlich auf electromagnetischem Wege leicht zu erzielen ist.

Die hier angegebenen zwei Ausdrücke für ξ und für θ stellen sozusagen die normalen Eigenbewegungen des Apparates dar, deren Charakter von dem Werthe der entsprechenden Dämpfungsconstante unmittelbar abhängt.

Es fragt sich nun: Welchen Charakter werden diese Bewegungen haben, wenn eine Wechselwirkung zwischen denselben besteht?

Dazu muss man die Integrale unserer simultanen Differentialgleichungen (153) und (154) aufsuchen.

Wollen wir zunächst θ aus denselben eliminieren.

Bestimmt man θ'' aus der Gleichung (154) und bringt sie in die Gleichung (153) ein, so ergibt sich

$$(1 - \alpha\alpha_1)\xi'' + 2\epsilon\xi' + n^2\xi - 2\alpha\epsilon_1\theta' = \alpha n_1^2\theta.$$

Differentieren wir diese Gleichung einmal nach der Zeit t und ersetzen in ihr θ'' durch seinen Werth aus der Gleichung (153), so folgt

$$(1 - \alpha\alpha_1)\xi''' + 2(\epsilon + \epsilon_1)\xi'' + (n^2 + 4\epsilon\epsilon_1)\xi' + 2\epsilon_1 n^2\xi = \alpha n_1^2\theta'.$$

Differentiert man diesen Ausdruck nach t , so wird θ'' durch ξ'''' , ξ''' , ξ'' und ξ' ausgedrückt.

Setzt man nun diesen Werth von θ'' in die Formel (153) ein, so erhält man folgende lineare Differentialgleichung 4^{ter} Ordnung in ξ allein.

Es wird, da $\alpha\alpha_1 = \omega^2$ ist,¹⁾

$$(1 - \omega^2)\xi'''' + 2(\epsilon + \epsilon_1)\xi''' + (n^2 + n_1^2 + 4\epsilon\epsilon_1)\xi'' + 2(\epsilon n_1^2 + \epsilon_1 n^2)\xi' + n^2 n_1^2 \xi = 0 \dots (165)$$

Es ist leicht einzusehen,²⁾ dass die Differentialgleichung für θ genau dieselbe Form annimmt; man braucht also nur in der Formel (165) ξ durch θ zu ersetzen.

Unsere Aufgabe beschränkt sich also nur auf die Integrierung der Differentialgleichung (165).

¹⁾ Siehe die Gleichung (122).

²⁾ Da die Gleichung (165) ganz symmetrisch in Bezug auf die Constanten gebaut ist.

Setzen wir dementsprechend

$$\xi = e^{-\mu t},$$

so erhalten wir folgende algebraische Gleichung 4^{ten} Grades:

$$(1-\omega^2)\mu^4 - 2(\varepsilon + \varepsilon_1)\mu^3 + (n^2 + n_1^2 + 4\varepsilon\varepsilon_1)\mu^2 - 2(\varepsilon n_1^2 + \varepsilon_1 n^2)\mu + n^2 n_1^2 = 0 \dots (166)$$

Bezeichnen wir die 4 Wurzeln dieser Gleichung resp. durch μ_1 , μ_2 , μ_3 und μ_4 , so ergibt sich

$$\xi = Ae^{-\mu_1 t} + Be^{-\mu_2 t} + Ce^{-\mu_3 t} + De^{-\mu_4 t} \dots (167)$$

und

$$\theta = A_1 e^{-\mu_1 t} + B_1 e^{-\mu_2 t} + C_1 e^{-\mu_3 t} + D_1 e^{-\mu_4 t} \dots (168)$$

Hierin bedeuten A , B , C u. s. w. Integrationsconstanten.

Diese beiden Formeln stellen die allgemeine Lösung unserer Aufgabe dar, wobei je nach der Beschaffenheit der Wurzeln μ im Ausdruck für ξ und θ trigonometrische oder Exponentialfunctionen vorkommen können.

Wäre $\omega^2 = 0$, so würde der Ausdruck auf der linken Seite der Gleichung (166) sich durch das Produkt zweier Polynome zweiten Grades darstellen lassen.

Es wird nämlich

$$(\mu^2 - 2\varepsilon\mu + n^2)(\mu^2 - 2\varepsilon_1\mu + n_1^2) = 0 \dots (169)$$

Setzt man das erste Polynom gleich Null, also

$$\mu^2 - 2\varepsilon\mu + n^2 = 0, \dots (170)$$

so folgt

$$\mu_1 = \nu_1 = \varepsilon + q$$

$$\mu_2 = \nu_2 = \varepsilon - q.$$

In ähnlicher Weise erhält man, wenn das zweite Polynom gleich Null gesetzt wird, also

$$\mu^2 - 2\varepsilon_1\mu + n_1^2 = 0 \dots (171)$$

$$\mu_3 = \sigma_1 = \varepsilon_1 + q_1$$

$$\mu_4 = \sigma_2 = \varepsilon_1 - q_1.$$

Diese 4 Wurzeln entsprechen den normalen Eigenbewegungen des Apparates. Diese Ausdrücke haben eine ganz allgemeine Bedeutung, da der Fall, wo ξ und θ sich durch trigonometrische Functionen ausdrücken lassen, mit einbegriffen ist.¹⁾

Ist aber ω^2 von 0 verschieden, so tritt eine Wechselwirkung ein, und die 4 Wurzeln μ erfahren eine entsprechende Abänderung.

Die Abhängigkeit dieser Wurzeln von ω^2 ist eine sehr complicierte, aber die allgemeinen Ausdrücke derselben lassen sich durch Anwendung der bekannten Methoden der algebraischen Analysis zur Lösung einer Gleichung 4^{ten} Grades angeben.

Denken wir uns also eine Gleichung 4^{ten} Grades gegeben, etwa von der Form

$$\mu^4 + a\mu^3 + b\mu^2 + c\mu + d = 0. \dots\dots\dots(172)$$

Die Bedeutung der Constanten ist durch Vergleich mit der Gleichung (166) klar.

Es wird nämlich

$$\left. \begin{aligned} a &= -2 \frac{\varepsilon + \varepsilon_1}{1 - \omega^2} \\ b &= \frac{n^2 + n_1^2 + 4\varepsilon\varepsilon_1}{1 - \omega^2} \\ c &= -2 \frac{\varepsilon n_1^2 + \varepsilon_1 n^2}{1 - \omega^2} \\ d &= \frac{n^2 n_1^2}{1 - \omega^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(173)$$

Nach der bekannten Methode von Ferrari entsprechen die gesuchten 4 Werthe von μ den Wurzeln folgender zweier quadratischer Gleichungen

$$\mu^2 + \left\{ \frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} - b + s} \right\} \mu + \left\{ \frac{s}{2} + \frac{\frac{as}{2} - c}{2\sqrt{\frac{a^2}{4} - b + s}} \right\} = 0 \dots(174)$$

und

$$\mu^2 + \left\{ \frac{a}{2} - \sqrt{\frac{a^2}{4} - b + s} \right\} \mu + \left\{ \frac{s}{2} - \frac{\frac{as}{2} - c}{2\sqrt{\frac{a^2}{4} - b + s}} \right\} = 0 \dots(175)$$

Hierin bedeutet s eine Wurzel der cubischen Gleichung

$$s^3 - bs^2 + (ac - 4d)s - d(a^3 - 4b) - c^3 = 0. \dots\dots(176)$$

¹⁾ q und q_1 werden nur imaginär.

Wir sehen also, dass die allgemeinen Ausdrücke für μ sehr compliciert ausfallen werden. Wir wollen uns aber nicht mit der allgemeinen Lösung dieses Problems beschäftigen, sondern uns nur auf den Fall beschränken, wo ω^2 eine sehr kleine Grösse ist, so dass Glieder höherer Ordnung, wie ω^4 etc., vernachlässigt werden dürfen.

Für $\omega^2 = 0$ reducirt sich die Gleichung (174) etwa auf die Gleichung (170).

Wir können also in diesem Fall setzen

$$\frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} - b + s} = -2\epsilon$$

und

$$\frac{s}{2} + \frac{\frac{as}{2} - c}{2\sqrt{\frac{a^2}{4} - b + s}} = n^2.$$

Ist aber ω^2 von 0 verschieden, so können wir, unter Beibehaltung von Gliedern nur erster Ordnung in Bezug auf ω^2 , schreiben

$$\frac{a}{2} + \sqrt{\frac{a^2}{4} - b + s} = -2(\epsilon + \beta\omega^2)$$

und

$$\frac{s}{2} + \frac{\frac{as}{2} - c}{2\sqrt{\frac{a^2}{4} - b + s}} = n^2 + \delta\omega^2,$$

wo β und δ zwei Constanten bedeuten.

Wir haben also zur Bestimmung der beiden ersten Wurzeln folgende Gleichung

$$\mu^2 - 2(\epsilon + \beta\omega^2)\mu + (n^2 + \delta\omega^2) = 0.$$

Hieraus ergibt sich

$$\mu = \epsilon + \beta\omega^2 \pm \sqrt{\epsilon^2 + 2\epsilon\beta\omega^2 - n^2 - \delta\omega^2}.$$

Setzen wir nun

$$2\epsilon\beta - \delta = \gamma,$$

so folgt

$$\mu_1 = (\epsilon + \beta\omega^2) + \sqrt{(\epsilon^2 - n^2) + \gamma\omega^2} \dots\dots\dots(177)$$

$$\mu_2 = (\epsilon + \beta\omega^2) - \sqrt{(\epsilon^2 - n^2) + \gamma\omega^2} \dots\dots\dots(178)$$

In ganz ähnlicher Weise würde sich ergeben

$$\mu_3 = (\varepsilon_1 + \beta_1 \omega^2) + \sqrt{(\varepsilon_1^2 - n_1^2) + \gamma_1 \omega^2} \dots\dots\dots (179)$$

$$\mu_4 = (\varepsilon_1 + \beta_1 \omega^2) - \sqrt{(\varepsilon_1^2 - n_1^2) + \gamma_1 \omega^2} \dots\dots\dots (180)$$

Es handelt sich also nur darum, die 4 Constanten β , γ , β_1 und γ_1 zu bestimmen. Sind dieselben einmal bekannt, so werden die Wurzeln der Gleichung (166) und folglich auch die Gesetze der Bewegung unseres Apparates sich aufklären.

Zur Bestimmung dieser Constanten wollen wir folgenden Weg einschlagen.

Aus den Gleichungen (177) und (178) erhält man, unter Berücksichtigung der dritten der Beziehungen (163) und wenn q nicht sehr klein ist,

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 &= \varepsilon + q + \tau_1 \omega^2 \\ \mu_2 &= \varepsilon - q + \tau_2 \omega^2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (181)$$

wo

$$\left. \begin{aligned} \tau_1 &= \beta + \frac{1}{2} \frac{\gamma}{q} \\ \tau_2 &= \beta - \frac{1}{2} \frac{\gamma}{q} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (182)$$

ist.

Unsere fundamentale Gleichung (166) können wir nun folgendermaassen schreiben

$$(\mu^2 - 2\varepsilon\mu + n^2) (\mu^2 - 2\varepsilon_1\mu + n_1^2) - \omega^2 \mu^4 = 0. \dots\dots (183)$$

Bringen wir nun diese Werthe von μ aus den Gleichungen (181) und (182) in diese Gleichung ein, so ergibt sich, bei Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung und unter Berücksichtigung der Beziehungen (163) und (164)

$$2q\tau_1 \{(\nu_1 - \sigma_1) (\nu_1 - \sigma_2)\} = \nu_1^4$$

$$- 2q\tau_2 \{(\nu_2 - \sigma_1) (\nu_2 - \sigma_2)\} = \nu_2^4.$$

Führen wir folgende Bezeichnungen ein

$$P_1 = \frac{\nu_1^4}{(\nu_1 - \sigma_1) (\nu_1 - \sigma_2)} \dots\dots\dots (184)$$

$$P_2 = \frac{\nu_2^4}{(\nu_2 - \sigma_1) (\nu_2 - \sigma_2)} \dots\dots\dots (185)$$

Dann wird auf Grund der Beziehungen (182)

$$2q\beta + \gamma = P_1$$

$$2q\beta - \gamma = -P_2.$$

Daraus folgt

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \frac{1}{4q} [P_1 - P_2] \\ \gamma &= \frac{1}{2} [P_1 + P_2], \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (186)$$

also

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 &= v_1 + \frac{P_1}{2q} \omega^2 \\ \mu_2 &= v_2 - \frac{P_2}{2q} \omega^2. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (187)$$

β , γ , μ_1 und μ_2 sind also bestimmt.

Die Bestimmung von β_1 und γ_1 geschieht genau auf dieselbe Weise.

Sei

$$Q_1 = \frac{\sigma_1^4}{(\sigma_1 - v_1)(\sigma_1 - v_2)} \dots\dots\dots (188)$$

$$Q_2 = \frac{\sigma_2^4}{(\sigma_2 - v_1)(\sigma_2 - v_2)} \dots\dots\dots (189)$$

so wird

$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= \frac{1}{4q} [Q_1 - Q_2] \\ \gamma_1 &= \frac{1}{2} [Q_1 + Q_2] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (190)$$

und

$$\left. \begin{aligned} \mu_3 &= \sigma_1 + \frac{Q_1}{2q_1} \omega^2 \\ \mu_4 &= \sigma_2 - \frac{Q_2}{2q_1} \omega^2. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (191)$$

Die erhaltenen Ausdrücke für β , γ , β_1 und γ_1 haben eine ziemlich einfache und symmetrische Gestalt. Dieselben liefern im Verein mit den Gleichungen (177), (178), (179) und (180), wie auch mit den Gleichungen (167) und (168) die allgemeine Lösung unseres Problems für sehr kleine Werthe von ω^2 .¹⁾

¹⁾ Nur aber unter der Voraussetzung, dass $\varepsilon^2 - n^2$ und $\varepsilon_1^2 - n_1^2$ von Null verschieden sind.

Auf Grund dieser Formeln können die Gesetze der Bewegung unseres Apparates unter den verschiedensten Bedingungen erforscht werden.

Wir werden aber hier nur zwei ganz specielle Fälle besprechen.

I Fall.

$$\varepsilon = \varepsilon_1 = 0.$$

Es ergibt sich dann

$$v_1 = ni$$

$$v_2 = -ni$$

$$\sigma_1 = n_1 i$$

$$\sigma_2 = -n_1 i$$

$$P_1 = P_2 = \frac{n^4}{n_1^2 - n^2}$$

$$Q_1 = Q_2 = -\frac{n_1^4}{n_1^2 - n^2}$$

$$\beta = 0$$

$$\gamma = \frac{n^4}{n_1^2 - n^2}$$

$$\beta_1 = 0$$

$$\gamma_1 = -\frac{n_1^4}{n_1^2 - n^2}$$

$$\mu_1 = ni \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{n^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right\}$$

$$\mu_2 = -ni \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{n^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right\}$$

$$\mu_3 = n_1 i \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{n_1^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right\}$$

$$\mu_4 = -n_1 i \left\{ 1 + \frac{1}{2} \frac{n_1^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right\}.$$

Wir sehen also, dass in diesem Falle jede der beiden Bewegungen des Apparates (für ξ und θ) eine periodische ist mit zwei verschiedenen Perioden, nämlich

$$T = \frac{2\pi}{n} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{n^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right]$$

und

$$T_1 = \frac{2\pi}{n_1} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{n_1^2}{n_1^2 - n^2} \omega^2 \right],$$

in vollständiger Uebereinstimmung mit den Gleichungen (138) und (139).

II Fall.

$$\varepsilon = n, \quad \varepsilon_1 = n_1.$$

In diesem Fall muss man zur Bestimmung der Wurzeln μ zu den directen Formeln (177), (178), (179) und (180) zurückgreifen.

Jetzt treten in den Ausdrücken für μ schon Glieder auf, welche nur die erste Potenz von ω enthalten.

Es wird nämlich

$$\begin{aligned} \mu_1 &= n + \sqrt{\gamma} \cdot \omega + \beta \omega^2 \\ \mu_2 &= n - \sqrt{\gamma} \cdot \omega + \beta \omega^2 \\ \mu_3 &= n_1 + \sqrt{\gamma_1} \cdot \omega + \beta_1 \omega^2 \\ \mu_4 &= n_1 - \sqrt{\gamma_1} \cdot \omega + \beta_1 \omega^2. \end{aligned}$$

Diese Werthe müssen nun der Reihe nach in die Gleichung (183) eingesetzt werden.

Dieselbe nimmt aber im jetzigen Fall folgende Gestalt an

$$(\mu - n)^2 (\mu - n_1)^2 - \omega^2 \mu^4 = 0.$$

Es ergibt sich daraus ohne Weiteres bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung

$$\left. \begin{aligned} \gamma &= \frac{n^4}{(n - n_1)^2} \\ \text{und} \\ \gamma_1 &= \frac{n_1^4}{(n_1 - n)^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (192)$$

Die Werthe von β und β_1 brauchen wir nicht aufzusuchen, da es in den Ausdrücken für die Wurzeln μ genügt, nur die Glieder niedrigster Ordnung in Bezug auf ω beizubehalten.

Die vier Wurzeln lauten also

$$\begin{aligned} \mu_1 &= n \left[1 - \frac{n}{n_1 - n} \omega \right] \\ \mu_2 &= n \left[1 + \frac{n}{n_1 - n} \omega \right] \\ \mu_3 &= n_1 \left[1 + \frac{n_1}{n_1 - n} \omega \right] \\ \mu_4 &= n_1 \left[1 - \frac{n_1}{n_1 - n} \omega \right]. \end{aligned}$$

Beide Bewegungen (ξ und θ) unseres Apparates werden also einen aperiodischen Charakter besitzen.

§ 8.

Schwingungen eines freien Davison'schen Apparates in der Ebene der Aufhängedrähte.

In den vorigen drei Paragraphen haben wir die Bewegung eines freien Davison'schen Apparates unter verschiedenen Umständen untersucht, aber dabei nur die Schwingungen desselben parallel der x -Axe, d. h. senkrecht zur Ebene der Aufhängedrähte mitberücksichtigt.

Es fragt sich nun, wie wird sich die Bewegung dieses Apparates gestalten, wenn derselbe in der Ebene der Aufhängedrähte, d. h. parallel der y -Axe, von seiner Ruhelage abgelenkt und alsdann sich selbst überlassen wird.

Zur Beantwortung dieser Frage habe ich den entsprechenden Versuch mit dem früher erwähnten Modell (siehe Fig. 33) ausgeführt und dabei eine sehr merkwürdige und interessante Bewegung wahrgenommen.

Wurde nämlich der Apparat parallel der y -Axe von seiner Ruhelage abgelenkt und alsdann sich selbst überlassen, so beobachtete man folgendes.

Am Anfang schwang einige Zeit der Apparat in der Ebene der Aufhängedrähte wie ein einfaches Verticalpendel, dann fing er an sich allmählig zu drehen, und bei jeder folgenden Schwingung wurde der Winkel θ immer grösser und grösser und erreichte auf diese Weise recht beträchtliche Werthe. Nach Erreichung dieses Maximums fing θ an abzunehmen und bei jeder folgenden Schwingung wurde der Ausschlag θ kleiner, als der vorhergegangene. Nach Verlauf von einiger Zeit kehrte θ auf Null zurück, und der Apparat schwang alsdann eine Zeitweile, wie am Anfang der Bewegung, d. h. wie ein einfaches Pendel in der yz -Ebene.

Dann fing θ wiederum an sich zu vergrössern und erreichte abermals ein recht beträchtliches Maximum, um dann nach einiger Zeit wieder auf Null herabzusinken.

Dieses periodische Heranwachsen von θ wiederholte sich in sehr regelmässiger Weise, wobei die ganze Bewegung einen sehr sonderbaren Charakter hatte.

Dieselbe trat so unerwartet hervor und erschien mir so interessant, dass ich mich gezwungen sah, die Theorie dieser Bewegung etwas näher zu untersuchen.

Die entsprechenden theoretischen Erörterungen mögen nun weiter folgen.

Bezeichnen wir durch ξ und $y_0 + \eta$ die Coordinaten der momentanen Drehungsaxe O'' (siehe die Fig. 36 und 37) im Moment t , wo ξ und η als

veränderliche kleine Grössen von derselben Ordnung zu betrachten sind. Was nun die dritte Coordinate z von O'' anbelangt, so erkennt man auf Grund der Formeln (84) und (85) leicht, dass die Aenderung derselben sich durch eine kleine Grösse höherer Ordnung ausdrückt, folglich können wir bei der Berechnung der lebendigen Kraft des Systems die Aenderung von z ausser Acht lassen.

Seien nun x und y die Coordinaten eines beliebigen Punktes M_1 unseres Systems (siehe die Fig. 37), welcher in der Entfernung d von der Drehungsaxe sich befindet. Dann können wir bei Beibehaltung der früheren Bezeichnungen setzen

$$\begin{aligned} x &= \xi - d \sin(\theta + \alpha) \\ y &= y_0 + \eta + d \cos(\theta + \alpha). \end{aligned}$$

Daraus folgt

$$\begin{aligned} x' &= \xi' - d \cos(\theta + \alpha) \cdot \theta' \\ y' &= \eta' - d \sin(\theta + \alpha) \theta'. \end{aligned}$$

Das Quadrat der Geschwindigkeit v des Punktes M_1 erhält die Form

$$v^2 = \xi'^2 + \eta'^2 + d^2 \theta'^2 - 2d \cos(\theta + \alpha) \xi' \theta' - 2d \sin(\theta + \alpha) \eta' \theta'. \dots (193)$$

Hätte man die Aenderung der dritten Coordinate des Punktes M_1 mitberücksichtigt, so würde im Ausdrucke für v^2 noch ein Glied 4^{ter} Ordnung hinzutreten, welches selbstverständlich ausser Acht gelassen werden darf.

Die totale lebendige Kraft T des Systems drückt sich also folgendermaassen aus:

$$\begin{aligned} T = \frac{1}{2} \Sigma m [\xi'^2 + \eta'^2 + d^2 \theta'^2 - 2d \{ \cos \theta \cos \alpha - \sin \theta \sin \alpha \} \xi' \theta' - \\ - 2d \{ \sin \theta \cos \alpha + \sin \alpha \cos \theta \} \eta' \theta']. \end{aligned}$$

Führen wir folgende Bezeichnungen ein:

$$\begin{aligned} \Sigma m &= M = \frac{P}{g}, \\ \Sigma m d^2 &= K \end{aligned}$$

und berücksichtigen noch dabei, dass

$$\Sigma m d \cos \alpha = M (\Delta - \rho) = \frac{P}{g} (\Delta - \rho)$$

und

$$\Sigma m d \sin \alpha = 0$$

ist, so folgt

$$T = \frac{1}{2} [M\dot{\xi}^2 + M\dot{\eta}^2 + K\dot{\theta}^2 + 2M(\rho - \Delta) \cos \theta \cdot \dot{\xi}'\dot{\theta}' + 2M(\rho - \Delta) \sin \theta \cdot \dot{\eta}'\dot{\theta}'] \dots (194)$$

Daraus ergibt sich

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial \dot{\xi}'} &= M\dot{\xi}' + M(\rho - \Delta) \cos \theta \cdot \dot{\theta}' & \frac{\partial T}{\partial \dot{\xi}} &= 0 \\ \frac{\partial T}{\partial \dot{\eta}'} &= M\dot{\eta}' + M(\rho - \Delta) \sin \theta \cdot \dot{\theta}' & \frac{\partial T}{\partial \dot{\eta}} &= 0 \\ \frac{\partial T}{\partial \dot{\theta}'} &= K\dot{\theta}' + M(\rho - \Delta) \cos \theta \cdot \dot{\xi}' + M(\rho - \Delta) \sin \theta \cdot \dot{\eta}' \\ \frac{\partial T}{\partial \dot{\theta}} &= -M(\rho - \Delta) \sin \theta \cdot \dot{\xi}'\dot{\theta}' + M(\rho - \Delta) \cos \theta \cdot \dot{\eta}'\dot{\theta}'. \end{aligned} \right\} \dots (195)$$

Wollen wir nun das Lagrange'sche Princip in Anwendung bringen.

Es wird nämlich

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{\xi}'} \right) - \frac{\partial T}{\partial \xi} &= \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right) \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{\eta}'} \right) - \frac{\partial T}{\partial \eta} &= \left(\frac{\partial V}{\partial \eta} \right) \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{\theta}'} \right) - \frac{\partial T}{\partial \theta} &= \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right) = -D\theta. \end{aligned} \right\} \dots (196)$$

Hierin bedeuten $\left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right) d\xi$, resp. $\left(\frac{\partial V}{\partial \eta} \right) d\eta$ und $\left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right) d\theta$ die Arbeit der Kräfte, wenn die entsprechende Coordinate ξ , η oder θ um einen unendlich kleinen Betrag vermehrt wird.

Auf Grund der Formeln (195) kann man schreiben

$$\left. \begin{aligned} M\ddot{\xi}'' + M(\rho - \Delta) \ddot{\theta}'' &= \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right) \\ M\ddot{\eta}'' + M(\rho - \Delta) \{ \theta \ddot{\theta}'' + \dot{\theta}'^2 \} &= \left(\frac{\partial V}{\partial \eta} \right) \\ K\ddot{\theta}'' + M(\rho - \Delta) \ddot{\xi}'' + M(\rho - \Delta) \theta \cdot \ddot{\eta}'' &= \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right). \end{aligned} \right\} \dots (197)$$

Wollen wir nun die Werthe der Grössen auf der rechten Seite der drei vorigen Gleichungen aufsuchen.

Bezugnehmend auf die früheren Bezeichnungen (siehe die Formeln (90), (91) und (92)) ergibt sich

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right) = P_1 \cos \alpha_1 + P_2 \cos \alpha_2$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \eta}\right) = P_1 \cos \beta_1 + P_2 \cos \beta_2$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) &= P_1 [\cos \alpha_1 \cos \lambda + \cos \beta_1 \cos \mu + \cos \gamma_1 \cos \nu] [\delta + \rho] \\ &\quad - P_2 [\cos \alpha_2 \cos \lambda + \cos \beta_2 \cos \mu + \cos \gamma_2 \cos \nu] [\delta - \rho]. \end{aligned}$$

Berücksichtigt man dabei, dass die Werthe von $\cos \alpha_1$ und $\cos \beta_1$, wie auch $\cos \alpha_2$ und $\cos \beta_2$, welche durch die Formeln (90) und (91) gegeben sind, bis auf Glieder dritter Ordnung richtig sind und dass $\cos \nu = 0$ ist, so gelten auch die Gleichungen

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right) = - \left[\frac{P_1}{a} \xi_1 + \frac{P_2}{b} \xi_2 \right] \dots \dots \dots (198)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \eta}\right) = - \left[\frac{P_1}{a} \eta_1 + \frac{P_2}{b} \eta_2 \right] \dots \dots \dots (199)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) = - \left[P_1 \left\{ \frac{\xi_1}{a} - \frac{\eta_1}{a} \cdot \frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \right\} (\delta + \rho) - P_2 \left\{ \frac{\xi_2}{b} - \frac{\eta_2}{b} \cdot \frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \right\} (\delta - \rho) \right] \dots (200)$$

Nun ist aus der Figur (37) und auf Grund der früheren Bezeichnungen sofort zu ersehen, dass

$$\xi_1 = \xi + (\delta + \rho) \sin \theta$$

$$\xi_2 = \xi - (\delta - \rho) \sin \theta.$$

$$\eta_1 = \eta + (\delta + \rho) (1 - \cos \theta)$$

$$\eta_2 = \eta - (\delta - \rho) (1 - \cos \theta).$$

Bringt man diese Werthe in die drei vorigen Gleichungen ein und berücksichtigt dabei die Beziehungen (97) und (98), so treten bedeutende Vereinfachungen auf, und es ergibt sich schliesslich bis auf Glieder dritter Ordnung

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right) &= - \left[\frac{P_1}{a} + \frac{P_2}{b} \right] \xi \\ \left(\frac{\partial V}{\partial \eta}\right) &= - \left[\frac{P_1}{a} + \frac{P_2}{b} \right] \eta \\ \left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) &= - \frac{4P_1P_2}{aP_2 + bP_1} \delta^2 \cdot \theta = - D\theta. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (201)$$

¹⁾ Siehe die Formel (99).

Setzen wir nun diese Werthe in die Gleichungen (197) ein, berücksichtigen noch dabei die Bezeichnungen, welche durch die Gleichungen (111), (112), (113) und (114) festgestellt sind und schreiben zur Vereinfachung

$$\theta\theta'' + \theta'^2 = \tau, \dots\dots\dots(202)$$

wo τ als eine kleine Grösse zweiter Ordnung zu betrachten ist, so erhalten wir folgende drei Differentialgleichungen, welche die Bewegung unseres Apparates wiedergeben:

$$\xi'' + n^2\xi + \alpha\theta'' = 0 \dots\dots\dots(203)$$

$$\eta'' + n^2\eta + \alpha\tau = 0 \dots\dots\dots(204)$$

$$\theta'' + n_1^2\theta + \alpha_1\xi'' + \alpha_1\theta\eta'' = 0. \dots\dots\dots(205)$$

In diesen Gleichungen ist der Einfluss der Dämpfung ausser Acht gelassen worden.

Die Kenntniss der Gesetze der Bewegung unseres Apparates erfordert die Integration dieser drei simultanen Differentialgleichungen.

Die allgemeine Behandlung dieser Aufgabe bietet sehr grosse Schwierigkeiten dar und führt zu äusserst complicierten Rechnungen, deshalb sah ich mich genöthigt vereinfachende Voraussetzungen zu machen und nur eine erste Annäherung der Lösung unseres Problems aufzusuchen.

Uns interessiert hauptsächlich die Drehung (θ) des Apparates, folglich wollen wir nur den Ausdruck von θ als Function von t aufsuchen.

Zu diesem Zweck wollen wir zuerst η aus den Gleichungen (204) und (205) eliminieren.

Setzen wir der Einfachheit wegen

$$\theta'' + n_1^2\theta + \alpha_1\xi'' = \varphi \dots\dots\dots(206)$$

Dann erhält man aus der Gleichung (205)

$$\eta'' = -\frac{1}{\alpha_1} \left(\frac{\varphi}{\theta} \right).$$

Bringt man diesen Werth in die Gleichung (204) ein, so folgt

$$\eta = \frac{1}{n^2} \left[\frac{1}{\alpha_1} \cdot \left(\frac{\varphi}{\theta} \right) - \alpha\tau \right],$$

also

$$\eta'' = \frac{1}{n^2} \left[\frac{1}{\alpha_1} \left(\frac{\varphi}{\theta} \right)'' - \alpha\tau'' \right].$$

Führt man nun diesen Werth in der Formel (205) ein, so gilt, da $\alpha\alpha_1 = \omega^2$ ist (siehe die Formel (122)),

$$\left(\frac{\varphi}{\theta}\right)'' + n^2 \left(\frac{\varphi}{\theta}\right) = \omega^2 \tau''. \dots\dots\dots(207)$$

τ ist eine sehr kleine Grösse höherer Ordnung (siehe die Formel (202)); wollen wir sie also vernachlässigen und gleich Null setzen.

Dann lässt sich die Gleichung sofort integrieren.

Es wird nämlich

$$\frac{\varphi}{\theta} = \beta \cos (nt + \delta), \dots\dots\dots(208)$$

wo β und δ zwei Integrationsconstanten bedeuten.

Wollen wir ihre Werthe aufsuchen.

Denken wir uns, dass am Anfang der Bewegung der Apparat um η_0 von seiner Ruhelage abgelenkt und alsdann sich selbst überlassen ist; dann ergibt sich aus der Gleichung (204) bei Vernachlässigung von τ

$$\eta = \eta_0 \cos (nt) \dots\dots\dots(209)$$

und

$$\eta'' = -n^2 \eta_0 \cos (nt).$$

Wir sehen also, dass in erster Annäherung unser Apparat ganz wie ein einfaches Pendel in der Ebene der Aufhängedrähte schwingt und unabhängig von der Drehung des Systems ist, wobei die Periode dieser Schwingung $\frac{2\pi}{n}$ genau mit derjenigen zusammenfällt, welche den Eigenschwingungen des Apparates (bei Abwesenheit der Drehung) senkrecht zur Drahtebene entspricht.

Dieser Ausdruck unterscheidet sich vom wahren nur durch Glieder höherer Ordnung, da aber in der Gleichung (205) η'' noch mit θ multipliziert ist, so können wir uns um so mehr mit dieser Annäherung begnügen.

Die Gleichung (205) nimmt also folgende Form an

$$\varphi = -\alpha_1 \theta \eta'' = \alpha_1 n^2 \eta_0 \cdot \theta \cos (nt).$$

Durch Vergleichung mit der Formel (208) findet man

$$\beta = \alpha_1 n^2 \eta_0, \dots\dots\dots(210)$$

$$\delta = 0$$

und es wird

$$\theta'' + n^2 \theta + \alpha_1 \xi'' = \beta \theta \cos (nt). \dots\dots\dots(211)$$

Es handelt sich jetzt also nur darum, ξ aus den Gleichungen (203) und (211) zu eliminieren.

Bringt man zu diesem Zweck den Werth von ξ'' in die Gleichung (203) ein, so folgt

$$\xi = \frac{1}{n^2} \left[-\alpha \theta'' + \frac{1}{n_1^2} \{ \theta'' + n_1^2 \theta - \beta \theta \cos nt \} \right].$$

Daraus erhält man

$$\xi'' = \frac{1}{n_1^2 n^2} \left[-\omega^2 \theta'''' + \theta'''' + n_1^2 \theta'' - \beta \{ \theta'' \cos nt - 2n \theta' \sin nt - n^2 \theta \cos nt \} \right].$$

Führt man nun diesen Werth in der Gleichung (211) ein, so ergibt sich folgende definitive Differentialgleichung für θ allein:

$$(1 - \omega^2) \theta'''' + [n^2 + n_1^2 - \beta \cos nt] \theta'' + 2\beta n \sin nt \theta' + n^2 n_1^2 \theta = 0.$$

Das Integral dieser Differentialgleichung 4^{ter} Ordnung liefert nun die Beziehung zwischen θ und der Zeit t .

Die Behandlung dieser Gleichung bietet jedoch sehr grosse Schwierigkeiten dar, und wir wollen deshalb eine vereinfachende Voraussetzung einführen.

Wir haben schon früher gesehen, dass, wenn ω^2 klein ist, das Auftreten der Schwingungen ξ gewissermaassen als eine Störung der Drehungen θ aufzufassen ist. Wollen wir also von dieser störenden Wirkung der Verschiebung ξ von jetzt an vollständig absehen. Dies ist selbstverständlich als eine erste Annäherung zu betrachten, aber es wäre leicht möglich diese Bedingung praktisch ganz streng durchzuführen. Dazu wäre nur nöthig durch irgend welche mechanische Vorrichtung die Schwingungen des Apparates parallel der x -Axe zu hemmen, d. h. ξ fortwährend gleich Null zu halten. Bei ruhender Unterlage würde dieses keine Abänderung der Bewegungsgesetze für η und θ nach sich ziehen.

Dann würde θ folgender Differentialgleichung genügen:

$$\theta'' + n_1^2 \theta = \beta \theta \cos nt \dots \dots \dots (212)$$

Bei meinen Versuchen mit dem früher erwähnten Modell war der Apparat vollständig frei, folglich war eine gewisse Rückwirkung der Verschiebungen ξ auf die Drehungen θ vorhanden, aber wir wollen voraussetzen dass ξ und ξ'' immer so klein bleiben, dass die Gleichung (212) noch anwendbar ist.

Hätte man strenger verfahren und den Einfluss der Verschiebungen mitberücksichtigen wollen, so würden die entsprechenden theoretischen Ausführungen immer noch eine erste Annäherung sein, da die ganze eben abgeleitete Theorie voraussetzt, dass θ eine kleine Grösse ist, was aber bei den wirklichen Versuchen nicht der Fall war, da θ nach Verlauf gewisser Zeiten recht beträchtliche Werthe erlangte.

Setzen wir also voraus, dass der Einfluss der Verschiebungen ξ äusserst klein ist, und dementsprechend wollen wir zur Intergration der Gleichung (212) übergehen.

Dazu geben wir zuerst der Gleichung (212) eine etwas andere Form. Führen wir zu dem Zweck die Bezeichnungen ein:

$$u = \frac{n}{2} t \dots\dots\dots(213)$$

$$q = 2 \frac{n_1}{n} \dots\dots\dots(214)$$

$$q_1 = - \frac{2\beta}{n^2} \dots\dots\dots(215)$$

Dann geht unsere Gleichung in die folgende über:

$$\frac{d^2 \theta}{du^2} + \{q^2 + 2q_1 \cos 2u\} \cdot \theta = 0. \dots\dots\dots(216)$$

β ist η_0 proportional, folglich können wir q_1 als sehr klein voraussetzen.

Die Gleichung (216) ist eine sehr bekannte, die in der Himmelsmechanik eine sehr wichtige Rolle spielt.

Ihre Integration ist bekanntlich ziemlich schwierig, aber für kleine Werthe von q_1 ist sie von manchen Autoren gründlich untersucht worden.

Wir brauchen also nur an eine dieser Untersuchungen uns anzuschliessen.

Bevor wir es aber thun, wollen wir folgende Bemerkung vorausschicken.

Wir haben früher gesehen, dass die Rückwirkung der Verschiebungen auf die Drehungen unseres Apparates und umgekehrt, gewissermaassen als eine Störung der Hauptbewegung aufgefasst werden kann.

In diesem Fall sind wir aber auf eine wirkliche Störungsgleichung der Himmelsmechanik geführt worden.

Unser Modell kann also sehr gut dazu dienen, die Bewegung, welche dieser Differentialgleichung entspricht, zu versinnlichen.¹⁾

Ich glaube auch, dass für Unterrichtszwecke der analytischen Mechanik das Modell als Illustrationsmittel für verschiedene Bewegungen, welche der früher abgeleiteten Differentialgleichung entsprechen, sehr gute Dienste leisten kann.

Beim Integrieren der Gleichung (216) wollen wir den von Tisserand in seiner «*Traité de mécanique céleste*»²⁾ angegebenen Weg befolgen.

Derselbe besteht darin, θ durch eine gewisse Cosinusreihe darzustellen, deren Coefficienten nach Potenzen von q_1 geordnet sind.

Bedeutung nun C und γ gewisse Integrationsconstanten, so ergibt sich für θ folgender ziemlich complicierter Ausdruck:

$$\begin{aligned} \frac{\theta}{C} = & \cos(hu + \gamma) + \\ & + \left[\frac{q_1}{4(1+q)} - q_1^3 \frac{q^3 + 4q^2 + 15q + 16}{128q(1+q)^3(2+q)(1-q)} + \dots \right] \cos\{(h+2)u + \gamma\} \\ & + \left[\frac{q_1}{4(1-q)} - q_1^3 \frac{q^3 - 4q^2 + 15q - 16}{128q(1-q)^3(2-q)(1+q)} + \dots \right] \cos\{(h-2)u + \gamma\} \\ & + \left[\frac{q_1^2}{32(1+q)(2+q)} + \dots \right] \cos\{(h+4)u + \gamma\} \\ & + \left[\frac{q_1^2}{32(1-q)(2-q)} + \dots \right] \cos\{(h-4)u + \gamma\} \\ & + \left[\frac{q_1^3}{384(1+q)(2+q)(3+q)} + \dots \right] \cos\{(h+6)u + \gamma\} \\ & + \left[\frac{q_1^3}{384(1-q)(2-q)(3-q)} + \dots \right] \cos\{(h-6)u + \gamma\} \\ & + \dots = f(u). \end{aligned} \quad \dots(217)$$

Hierin hat h folgende Bedeutung

$$h = q \left[1 + \frac{q_1^2}{4q^2(1-q^2)} - q_1^4 \frac{15q^4 - 35q^2 + 8}{64q^4(1-q^2)^3(4-q^2)} - \dots \right] \dots(218)$$

¹⁾ Dazu muss man, streng genommen, die früher erwähnte Vorrichtung in Anwendung bringen, um ξ immer gleich Null zu halten.

²⁾ Tome III. Exposé de l'ensemble des théories relatives au mouvement de la lune, p. 1. Paris. Gauthier-Villars (1894).

Hat am Anfang der Bewegung der Apparat keinen Anstoss erhalten, so wird für $t = 0$ $\theta' = 0$, folglich wird auch

$$\gamma = 0.$$

Die andere Integrationsconstante C bestimmt sich aus der Bedingung, dass für $t = 0$ $\theta = \theta_0$ wird.

Also

$$C = \frac{\theta_0}{f(0)}.$$

Wir haben daher

$$\theta = \theta_0 \frac{f(u)}{f(0)}. \dots\dots\dots (219)$$

Wir sehen also, dass θ immer gleich Null bleibt, wenn am Anfang der Bewegung die Drehung θ_0 des Apparates wirklich streng gleich Null ist, folglich wird in diesem Fall der Apparat nur einfache Schwingungen in der Ebene der Aufhängedrähte ausführen, wie es ohne weiteres verständlich ist. Es ist aber praktisch nicht möglich, θ_0 genau gleich Null zu machen. Ist aber θ_0 von Null verschieden, möge es auch noch so klein sein, so wird θ mit der Zeit sich ändern.

Wollen wir nun auf Grundlage der Formel (217) θ durch unsere Constanten n^2 , n_1^2 , β und die Zeit t ausdrücken und uns dabei nur auf Glieder von der Ordnung β^2 beschränken. Unter Berücksichtigung der früher eingeführten Bezeichnungen¹⁾ gilt

$$\left. \begin{aligned} \frac{\theta}{C} &= \cos n_1 \left(1 - \frac{\beta^2}{4n_1^2(4n_1^2 - n^2)} \right) t + \\ &+ \beta \cdot \frac{1}{2n} \left[\frac{1}{(2n_1 - n)} \cos(n_1 - n)t - \frac{1}{(2n_1 + n)} \cos(n_1 + n)t \right] \\ &+ \beta^2 \frac{1}{8n^2} \left[\frac{1}{(2n_1 - n)(2n_1 - 2n)} \cos(n_1 - 2n)t + \frac{1}{(2n_1 + n)(2n_1 + 2n)} \cos(n_1 + 2n)t \right]. \end{aligned} \right\} (220)$$

Hierin hat C folgende Bedeutung

$$C = \frac{\theta_0}{1 + \beta \frac{1}{4n_1^2 - n^2} + \beta^2 \frac{2n_1^2 + n^2}{8n^2(4n_1^2 - n^2)(n_1^2 - n^2)}}. \dots\dots\dots (221)$$

Das allgemeine Integral der Differentialgleichung (216) bietet manche interessante Specialfälle dar, auf deren Besprechung ich hier nicht eingehen kann.

¹⁾ Siehe die Formeln (213), (214) und (215).

§ 9.

Theorie des freien Davison'schen Apparates bei bewegter Unterlage.

Wir haben im § 3 gesehen, dass der Versuch, die störende Wirkung der Verschiebungen (Schwingungen) durch Stützung des Apparates zu beseitigen, misslungen ist, da die Empfindlichkeit desselben dabei zu viel eingebüsst hat. Ich sah mich also genöthigt den Apparat ganz frei zu lassen und nach einem Mittel zu suchen, welches ermöglichte, nur die Drehungen allein zu registrieren, ganz unabhängig von irgend welchen Verschiebungen des Apparates. Dieses Ziel wurde durch die im § 4 beschriebene electromagnetische Vorrichtung erreicht. Nun trat eine neue Schwierigkeit auf. Es ergab sich, dass die Schwingungen des Apparates eine Rückwirkung auf die Drehungen desselben haben, wie dies durch die im § 5 entwickelte Theorie hinlänglich genug bewiesen ist. Nun aber zeigt zu gleicher Zeit dieselbe Theorie, dass es möglich ist, diese störende Rückwirkung der Verschiebungen beliebig klein zu machen.

Dazu muss die in der Differentialgleichung (116) vorkommende Grösse α_1 sehr klein gemacht werden. Nun ist aber α_1 nach der Formel (114) der Differenz $\rho - \Delta$ proportional, wo $\rho - \Delta$ die Entfernung der Drehungsaxe des Systems vom Schwerpunkte desselben bedeutet. Es handelt sich also nur darum, $\rho - \Delta$ so klein wie möglich zu machen.

Nach der Formel (110) kann $\rho - \Delta$ auf zweierlei Art sehr klein werden. Dazu muss entweder P_1 oder P_2 sehr klein gemacht werden¹⁾, d. h. der Schwerpunkt des Systems muss möglichst nach dem Befestigungspunkte einer der beiden Drähte herangerückt werden.

Die mit einem der früher beschriebenen Modelle des Davison'schen Apparates (siehe die Fig. 33) ausgeführten Versuche haben in der That gezeigt, dass, je näher der Schwerpunkt des Systems einem der beiden Drähte liegt, desto kleiner die Drehung des Apparates bei einem einmaligen Anstoss parallel der x -Axe wird. Dieser Anstoss wurde durch eine kleine Verschiebung der Plattform ertheilt.

Es schien also, als ob die gestellte Aufgabe, nämlich die Registrierung der Neigungen mit Hilfe eines Davison'schen Apparates, endlich gelöst wäre, da die störende Wirkung der Verschiebungen desselben nach Belieben verkleinert werden konnte. Es traten aber neue und diesmal schon unüberwindliche Schwierigkeiten auf, welche mich zu dem Schluss geführt haben,

¹⁾ Selbstverständlich darf nicht $a = b$ gesetzt werden.

dass der Davison'sche Apparat für Neigungsversuche (bei dynamischen Vorgängen) überhaupt nicht verwendbar ist.

Dies wird durch die weiter zu entwickelnde Theorie verständlich werden.

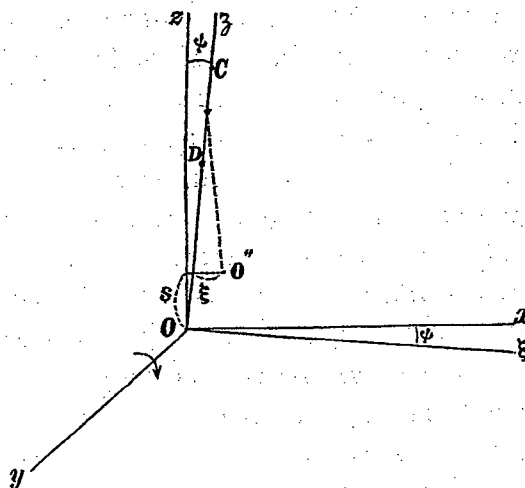
Bis jetzt haben wir die Theorie der Bewegung des freien Davison'schen Apparates besprochen unter der speciellen Voraussetzung, dass die Unterlage in Ruhe ist.

Wollen wir aber von jetzt ab voraussetzen, dass diese Unterlage selbst sich in Bewegung befindet.

Denken wir uns also ein im Raume festes, rechtwinkliges Koordinatensystem xyz (siehe Fig. 39), und möge die Unterlage Verschiebungen parallel der x -Axe und Neigungen um die y -Axe ausgesetzt sein, wobei die im Zeitmoment t stattfindende Verschiebung x und Neigung ψ als gewisse Functionen von t aufzufassen sind.

Denken wir uns weiter ein mit dem Instrument fest verbundenes Coordinatensystem $\xi\eta\zeta$, welches bei normaler Stellung der Unterlage mit dem ersten System zusammenfällt, und bedeuten ξ, η, ζ die relativen Coordinaten des Punktes O'' (siehe die Fig. 36), welcher auf der Drehungsaxe des Apparates sich befindet.

Fig. 39.



Wir wollen nur die Verschiebungen des Apparates parallel der ξ -Axe und die Drehungen desselben θ untersuchen, folglich können wir fürs Erste die Verschiebungen parallel der η -Axe ausser Acht lassen.

Es handelt sich also darum, die Differentialgleichungen der Bewegung für ξ und θ aufzustellen.

Bedeute nun s (siehe die Fig. 39) die Erhebung des Punktes O'' über der xy -Ebene, und sei die Unterlage um den Winkel ψ geneigt.

Ist ausserdem die Unterlage um x verschoben, so ergibt sich die absolute Coordinate X des Punktes O''

$$X = x + \xi + s\psi.$$

Die Verschiebungen von O'' parallel der y -Axe haben wir ausser Acht gelassen, wir nehmen also Y als constant an. Was nun die dritte Coordinate des Punktes O'' , nämlich Z , anbelangt, so werden die Aenderungen derselben kleine Grössen höherer Ordnung sein, welche also vernachlässigt werden dürfen.

Bei der Bestimmung der lebendigen Kraft T des Systems wollen wir ganz ähnlich wie früher (siehe Seite 44) verfahren.

Nehmen wir einen Massenpunkt M_1 in der Entfernung d von der Drehungsaxe (siehe die Fig. 37) an und bedeuten x_m und y_m die entsprechenden absoluten Coordinaten dieses Punktes ¹⁾, so wird, bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung

$$\left. \begin{aligned} x_m &= x + \xi + s\psi - d \sin \alpha - d \cos \alpha \cdot \theta \\ y_m &= Y + d \cos \alpha - d \sin \alpha \cdot \theta. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (222)$$

Daraus erhält man für das Quadrat der Geschwindigkeit v

$$\begin{aligned} v^2 &= [x' + \xi' + s\psi' - d \cos \alpha \cdot \theta']^2 + [d \sin \alpha \cdot \theta']^2 \\ &= [x' + \xi' + s\psi']^2 - 2d \cos \alpha [x' + \xi' + s\psi'] \theta' + d^2 \theta'^2 \end{aligned}$$

und für die lebendige Kraft T bei Beibehaltung der früheren Bezeichnungen

$$T = \frac{1}{2} \frac{P}{g} [x' + \xi' + s\psi']^2 + \frac{1}{2} K \theta'^2 + \frac{P}{g} (\rho - \Delta) [x' + \xi' + s\psi'] \theta' \dots (223)$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich

$$\frac{\partial T}{\partial \xi'} = \frac{P}{g} [x' + \xi' + s\psi'] + \frac{P}{g} (\rho - \Delta) \cdot \theta'$$

und

$$\frac{\partial T}{\partial \theta'} = K \theta' + \frac{P}{g} (\rho - \Delta) [x' + \xi' + s\psi'],$$

¹⁾ Wir denken uns abermals, dass alle Massen in der Ebene $ABA'B'$ sich befinden.

folglich wird nach dem Lagrange'schen Princip

$$\frac{P}{g} [x'' + \xi'' + s\psi''] + \frac{P}{g} (\rho - \Delta) \theta'' = \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right) \dots \dots \dots (224)$$

$$K\theta'' + \frac{P}{g} (\rho - \Delta) [x'' + \xi'' + s\psi''] = \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right) \dots \dots \dots (225)$$

Es handelt sich also nur darum, $\left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)$ und $\left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)$ zu berechnen.

Wollen wir dazu denselben Weg, wie früher, einschlagen.

Wir müssen zuerst die absoluten Coordinaten der oberen (C und D) und der unteren Befestigungspunkte (A' und B') der Drähte bestimmen.

Behalten wir dieselben Bezeichnungen wie im § 5 bei, so bekommen wir ohne Schwierigkeit aus den Figuren (34) und (39) und auf Grund der Formeln (222) bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung folgende Ausdrücke für die Coordinaten dieser Punkte:

$$\begin{aligned} C \left\{ \begin{array}{l} X_1 = x + (s + a) \psi \\ Y_1 = D - \delta \\ Z_1 = s + a \end{array} \right. & \quad D \left\{ \begin{array}{l} X_2 = x + (s + b) \psi^{1)} \\ Y_2 = D + \delta \\ Z_2 = s + b \end{array} \right. \\ A' \left\{ \begin{array}{l} x'_1 = x + \xi + s\psi + (\delta + \rho) \theta \\ y'_1 = D - \delta + \eta_1 \\ z'_1 = s + \zeta_1 \end{array} \right. & \quad B' \left\{ \begin{array}{l} x'_2 = x + \xi + s\psi - (\delta - \rho) \theta^{2)} \\ y'_2 = D + \delta + \eta_2 \\ z'_2 = s + \zeta_2 \end{array} \right. \end{aligned}$$

Daraus folgt bis auf Glieder höherer Ordnung für die verschiedenen Richtungscosinusse in Bezug auf die Axen x, y, z .

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_1 &= \frac{a\psi - \xi - (\delta + \rho) \theta^{3)}}{a} \\ \cos \beta_1 &= 0 \\ \cos \gamma_1 &= 1 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (226)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_2 &= \frac{b\psi - \xi + (\delta - \rho) \theta}{b} \\ \cos \beta_2 &= 0 \\ \cos \gamma_2 &= 1. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (227)$$

¹⁾ Siehe die Formeln (80) und (81).

²⁾ Siehe die Formeln (82) und (83).

³⁾ Siehe die Formeln (90), (91), (104) und (105).

Für eine Richtung T , welche senkrecht zu $A'B'$ und zu der z -Achse ist, wird, wie leicht einzusehen ist, auch in diesem Falle

$$\cos \lambda = 1 \quad \text{und} \quad \cos \nu = 0. \text{ } ^1)$$

Es ist also bei Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right) &= P_1 \cos \alpha_1 + P_2 \cos \alpha_2 \\ &= P\psi - \left(\frac{P_1}{a} + \frac{P_2}{b}\right)\xi - \left[\frac{P_1}{a}(\delta + \rho) - \frac{P_2}{b}(\delta - \rho)\right]\theta. \end{aligned}$$

Nach den Gleichungen (97) und (98) wird das dritte in der eckigen Klammer stehende Glied gleich Null sein.

Es bleibt also

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right) = P\psi - \left(\frac{P_1}{a} + \frac{P_2}{b}\right)\xi. \dots\dots\dots(228)$$

$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)$ berechnet sich in folgender Weise:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) &= P_1 [\cos \alpha_1 \cos \lambda + \cos \beta_1 \cos \mu + \cos \gamma_1 \cos \nu] [\delta + \rho] - \\ &\quad - P_2 [\cos \alpha_2 \cos \lambda + \cos \beta_2 \cos \mu + \cos \gamma_2 \cos \nu] [\delta - \rho] \\ &= P_1 \cos \alpha_1 [\delta + \rho] - P_2 \cos \alpha_2 [\delta - \rho] \\ &= [P_1 (\delta + \rho) - P_2 (\delta - \rho)] \psi - \left[\frac{P_1}{a} (\delta + \rho) - \frac{P_2}{b} (\delta - \rho)\right] \xi \\ &\quad - \left[\frac{P_1}{a} (\delta + \rho)^2 + \frac{P_2}{b} (\delta - \rho)^2\right] \theta, \end{aligned}$$

oder, nach den Formeln (97) und (98) unter Berücksichtigung der Beziehung (99),

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) = 2\delta P_1 P_2 \frac{a-b}{aP_2 + bP_1} \psi - D\theta. \dots\dots\dots(229)$$

Bringt man nun die Werthe von $\left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right)$ und $\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)$ aus den Formeln (228) und (229) in die Gleichungen (224) und (225) ein, so ergeben sich bei Einführung der Bezeichnungen, welche durch die Gleichungen (111), (112),

¹⁾ Siehe die Formeln (92).

(113) und (114) festgestellt sind, folgende zwei Differentialgleichungen für die Bewegung unseres Apparates:

$$\xi'' + n^2 \xi + (x'' - g\psi) + s\psi'' + \alpha\theta'' = 0 \dots\dots\dots(230)$$

$$\theta'' + n_1^2 \theta + \alpha_1 (x'' - g\psi) + \alpha_1 (\xi'' + s\psi'') = 0 \dots\dots\dots(231)$$

oder, anders geschrieben,

$$\theta'' + n_1^2 \theta + \alpha_1 (x'' + \xi'') + \alpha_1 (s\psi'' - g\psi) = 0.^1) \dots\dots(232)$$

Wollen wir nun diese beiden Gleichungen eine nach der anderen besprechen.

Die erste (230) zeigt, dass die Drehung des Apparates (θ) eine Rückwirkung auf die Verschiebung desselben (ξ) hat. Diese Gleichung unterscheidet sich von der früher gefundenen (115) nur durch die Glieder $x'' - g\psi + s\psi''$, welche von der Bewegung der Unterlage unmittelbar abhängen.

Setzen wir nun voraus, dass beide Drähte gleich lang sind, also etwa

$$a = b = l,$$

so verwandelt sich unser Apparat in ein einfaches Verticalpendel, dessen Länge gleich l ist.

Dabei wird nach den Gleichungen (111) und (112)

$$n^2 = \frac{g}{l}$$

und

$$\alpha = 0,$$

folglich nimmt die Differentialgleichung der Bewegung eines Verticalpendels bei bewegter Unterlage folgende Form an

$$\xi'' + \frac{g}{l} \xi + (x'' - g\psi) + s\psi'' = 0. \dots\dots\dots(233)$$

Auf diese Formel werden wir in einem späteren Paragraphen nochmals zurückkommen.

¹⁾ Hätte man noch die Dämpfung mitberücksichtigen wollen, so wären nur in den Gleichungen (230) resp. (231) die Glieder $2\epsilon\xi'$ resp. $2\epsilon_1\theta'$ hinzuzufügen, wo ϵ und ϵ_1 die entsprechenden Dämpfungsconstanten bedeuten.

Wenden wir uns jetzt der Gleichung (232) zu. Wir sehen, dass auch hier die Verschiebung des Apparates (ξ) eine Rückwirkung auf die Drehung (θ) desselben ausübt. Diese Gleichung unterscheidet sich von der früher gefundenen (116) durch die Glieder $\alpha_1 (x'' - g\psi + s\psi'')$, welche von der Bewegung der Unterlage unmittelbar abhängen.

Ausserdem zeigt die Gleichung (232), wie wir es auch früher gesehen haben, dass man diesen Einfluss der Rückwirkung der Verschiebungen $x'' + \xi''$ durch Verminderung von α_1 beliebig verkleinern und also praktisch ganz unschädlich machen kann, aber hier tritt eben die früher erwähnte Schwierigkeit auf.

Die Gleichung zeigt, dass α_1 als Factor nicht nur vor dem Gliede $x'' + \xi''$, sondern auch vor $(s\psi'' - g\psi)$ auftritt. ψ ist aber eben die gesuchte Grösse. Hat man also, um die Wirkung der Verschiebungen zu beseitigen, α_1 sehr klein gemacht, so wird der Apparat höchst unempfindlich in Bezug auf die Aenderungen von ψ sein. Wäre sogar $\alpha_1 = 0$, so würde der Apparat überhaupt nicht die Neigungen registrieren können.

Wir sind also gezwungen den sehr trostlosen Schluss zu ziehen, dass der Davison'sche Apparat zum Zweck der Registrierung der Aenderungen der Neigungen ψ der Erdoberfläche bei dynamischen Vorgängen ein ganz werthloses Instrument ist.

Für statische Vorgänge dagegen, wo es sich nur darum handelt, die resultierende, zurückgebliebene Neigung der Erdoberfläche nach erfolgtem Erdbeben zu bestimmen, verhält sich die Sache ganz anders.

In diesem Fall müssen wir alle Derivierten in der Gleichung (232) gleich Null setzen. Dann gilt für die resultierende Drehung des Apparates

$$\theta = g \frac{\alpha_1}{n_1^2} \psi.$$

Setzt man hierin die Werthe von n_1^2 und α_1 aus den Formeln (113) und (114) ein, so folgt

$$\theta = \frac{P(p-\Delta)}{D} \psi,$$

oder, mit Rücksicht auf die Beziehungen (110) und (99),

$$\theta = \frac{a-b}{2\delta} \psi. \dots\dots\dots (234)$$

Wir erhalten also die bekannte Gleichung des Davison'schen Apparates.

In diesem Fall kann also, durch Vermehrung der Differenz der Drahtlängen $a-b$ und Verkleinerung des Abstandes 2δ derselben, die Empfindlichkeit des Apparates beliebig gross gemacht werden.

Zum Zweck der Bestimmung der resultierenden Neigung der Erdoberfläche erweist sich also das Davison'sche Pendel wegen seiner grossen Empfindlichkeit als ein vortreffliches Instrument, bei dynamischen Vorgängen dagegen, wo es sich darum handelt, die Aenderungen der Neigungen mit der Zeit zu erforschen, ist dasselbe ganz werthlos.

In meinem ersten Aufsatz «Ueber seismometrische Beobachtungen»¹⁾, bei der Besprechung der nöthigen Ausstattung einer seismometrischen Station ersten Ranges, habe ich den Davison'schen Apparat zur Registrierung von Neigungen empfohlen, aber dabei im nächsten § 10 (Seite 162) ausdrücklich gesagt: «Es ist unbedingt nothwendig, ehe man zur Gründung einer seismometrischen Station nach dem eben besprochenen Plan herantritt, die verschiedenen, hier angegebenen Formeln einer sorgfältigen experimentellen Prüfung zu unterwerfen».

Nun haben aber diese experimentelle Prüfung und die an sie anknüpfenden theoretischen Auseinandersetzungen gezeigt, dass dieses Pendel für seismometrische Zwecke ein wenig brauchbares Instrument ist, folglich sah ich mich genöthigt auf dasselbe ganz zu verzichten, und mich nach anderen Methoden zur Registrierung der Neigungen umzusehen.

Diese neuen Methoden sind nun in den weiter folgenden Paragraphen dargelegt.

§ 10.

Theorie des abgeänderten Davison'schen Apparates.

Wir haben eben gesehen, dass der Davison'sche Apparat in seiner gewöhnlichen Form, wegen der Rückwirkung der Verschiebungen auf die Drehungen desselben, ganz und gar zur Registrierung der Aenderungen der Neigungen der Erdoberfläche bei Erdbeben ungeeignet ist.

Wären die Drähte gleich lang gewählt, also $a=b$, so würde nach der Formel (110) der Schwerpunkt des Systems mit der Drehungsaxe zusammenfallen und α und α_1 würden beide gleich Null sein²⁾. In diesem Fall würden

¹⁾ Comptes rendus des séances de la Commission sismique permanente. Livraison 1, p. 160 (1902).

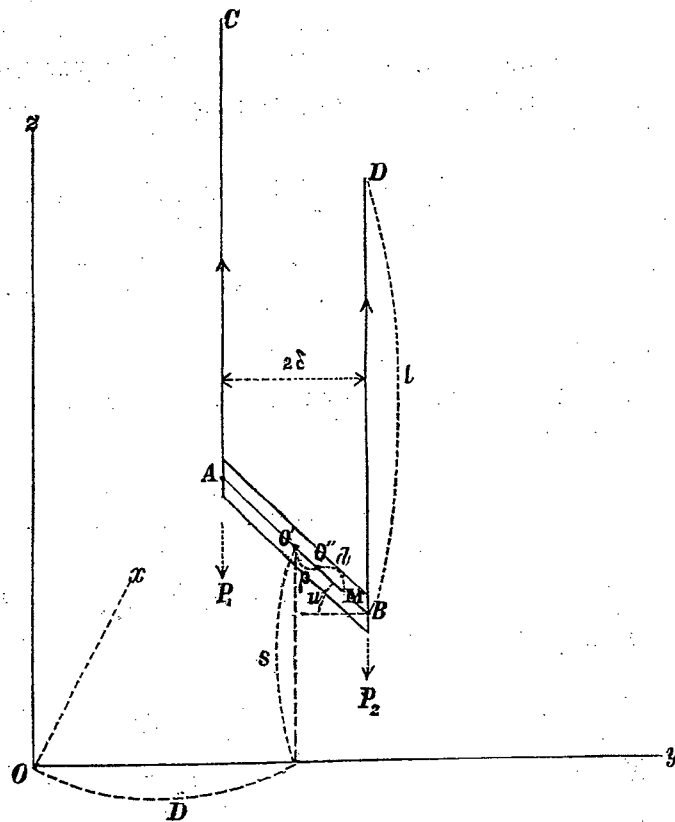
²⁾ Siehe die Formeln (112) und (114).

die Verschiebungen (Schwingungen) des Apparates ganz unschädlich sein, aber nach der Gleichung (232) würde der Apparat auch nicht im Stande sein die Neigungen zu registrieren.

Es lässt sich jedoch eine solche Abänderung in der Construction treffen, bei welcher bei gleichen Drahtlängen der Apparat doch auf Neigungen reagirt.

Dazu braucht man nur die unteren Befestigungspunkte der Drähte auf verschiedene Höhen zu bringen.

Fig. 40.



Denken wir uns dementsprechend einen schräg geschnittenen Cylinder mit Hilfe zweier Drähte von gleicher Länge l so aufgehängt, dass die Axe des Cylinders den Winkel α mit der Horizontalebene bildet, wie dies auf der Fig. 40 schematisch angedeutet ist.

l bedeutet die Länge der Drähte vom oberen Befestigungspunkt bis zur Axe des Cylinders.

Die Entfernung der Drähte von einander sei 2δ und die Länge des Cylinders

$$AB = 2L.$$

Sei weiter s die Erhebung der Mitte des Cylinders O' über der Horizontalebene xy .

Wegen der Einfachheit der Ableitung wollen wir fürs Erste voraussetzen, dass alle Massen längs der Axe des Cylinders concentrirt sind. Der Uebergang zum allgemeinen Fall lässt sich ohne Schwierigkeit durchführen.

Wollen wir zunächst die Lage der Drehungsaxe feststellen.

Das Gewicht des ganzen Systems sei P , wobei die Massen nicht gleichmässig längs der Linie AB vertheilt sein mögen, so dass der Schwerpunkt sich nicht in O' befindet, sondern etwa um Δ längs der Linie AB von O' entfernt ist¹⁾.

Die Spannungen der Drähte P_1 und P_2 berechnen sich nach den Formeln (77) und (78), wo, statt Δ , $\Delta \cos u$ einzusetzen ist.

Es wird nämlich

$$P_1 = \frac{\delta - \Delta \cos u}{2\delta} P \dots\dots\dots (235)$$

$$P_2 = \frac{\delta + \Delta \cos u}{2\delta} P, \dots\dots\dots (236)$$

wo $P_1 + P_2 = P$ ist.

Sei nun D die Entfernung des Punktes O' von der xz Ebene und führen wir noch folgende Bezeichnung ein

$$L \sin u = c, \dots\dots\dots (237)$$

dann erhalten wir für die Coordinaten der Punkte C , D , A und B bei ruhendem System folgende Ausdrücke:

$$\begin{array}{ll} C \left\{ \begin{array}{l} X_1 = 0 \\ Y_1 = D - \delta \\ Z_1 = s + c + l \end{array} \right. & D \left\{ \begin{array}{l} X_2 = 0^2) \\ Y_2 = D + \delta \\ Z_2 = s - c + l \end{array} \right. \\ \\ A \left\{ \begin{array}{l} x_1 = 0 \\ y_1 = D - \delta \\ z_1 = s + c \end{array} \right. & B \left\{ \begin{array}{l} x_2 = 0 \\ y_2 = D + \delta \\ z_2 = s - c \end{array} \right. \end{array}$$

¹⁾ Den Entfernungen von O' nach rechts wollen wir das Vorzeichen $+$ beilegen.

²⁾ Vergleiche die Formeln (80) und (81).

Sei nun bei ruhender Unterlage der Apparat etwas verschoben, wobei A sich etwa nach A' und B nach B' verschiebt, und bezeichnen wir die Coordinaten dieser beiden Punkte folgendermaassen:

$$A' \begin{cases} x_1' = \xi_1 \\ y_1' = D - \delta + \eta_1 \\ z_1' = s + c + \zeta_1 \end{cases} \dots (238) \quad B' \begin{cases} x_2' = \xi_2 \\ y_2' = D + \delta + \eta_2 \\ z_2' = s - c + \zeta_2 \end{cases} \dots (239)$$

Hierin bedeuten ξ_1, ξ_2, η_1 und η_2 sehr kleine Grössen. Nach den Formeln (84) und (85) werden ζ_1 und ζ_2 kleine Grössen höherer Ordnung sein, folglich brauchen wir bei dieser Untersuchung, wo wir uns nur auf Glieder niedrigster Ordnung beschränken, die Aenderung der dritten Coordinate z gar nicht zu berücksichtigen.

Bezeichnen wir nun die Winkel, welche die Richtung $A'B'$ mit den Coordinatenachsen bildet resp. durch α, β und γ , dann ergibt sich mit Berücksichtigung der Beziehung (237)

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= \cos u \cdot \frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \\ \cos \beta &= \cos u \left[1 + \sin^2 u \cdot \frac{\eta_2 - \eta_1}{2\delta} \right] \\ \cos \gamma &= -\sin u \left[1 - \cos^2 u \cdot \frac{\eta_2 - \eta_1}{2\delta} \right] \end{aligned} \right\} \dots (240)$$

Sei nun T (siehe die Fig. 35) eine Richtung, welche senkrecht zu der z -Axe und zu $A'B'$ und nach der Seite der positiven x gerichtet ist, und bedeuten λ, μ und ν die Winkel, welche diese Richtung T mit den Coordinatenachsen bildet, so erhält man in ähnlicher Weise wie früher (siehe § 5) bei Beibehaltung nur der Glieder niedrigster Ordnung

$$\left. \begin{aligned} \cos \lambda &= 1 \\ \cos \mu &= -\frac{\xi_2 - \xi_1}{2\delta} \\ \cos \nu &= 0 \end{aligned} \right\} \dots (241)$$

Seien ferner $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$ die Winkel, welche die Richtung $A'C$ mit den Coordinatenachsen einschliesst und $\alpha_2, \beta_2, \gamma_2$ die entsprechenden Grössen für

³⁾ Vergleiche die Formeln (82) und (83).

die Richtung $B'D$, so gelten analog dem Früheren (siehe § 5) die Beziehungen:

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_1 &= -\frac{\xi_1}{l} \\ \cos \beta_1 &= -\frac{\eta_1}{l} \\ \cos \gamma_1 &= 1. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (242)$$

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha_2 &= -\frac{\xi_2}{l} \\ \cos \beta_2 &= -\frac{\eta_2}{l} \\ \cos \gamma_2 &= 1. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (243)$$

Wollen wir nun die Lage der Drehungsaxe O'' aufsuchen, wobei ρ die Entfernung derselben vom Punkte O' (siehe die Fig. 40) sei.

Zu diesem Zweck denken wir uns nur eine Drehung des Apparates vorhanden. Dann muss beim Gleichgewicht

$$\begin{aligned} &P_1 [\cos \alpha_1 \cos \lambda + \cos \beta_1 \cos \mu + \cos \gamma_1 \cos \nu] \\ &+ P_2 [\cos \alpha_2 \cos \lambda + \cos \beta_2 \cos \mu + \cos \gamma_2 \cos \nu] = 0 \end{aligned}$$

sein.

Auf Grund der Gleichungen (241), (242) und (243) folgt

$$P_1 \xi_1 + P_2 \xi_2 = 0. \dots\dots\dots (244)$$

Aus der Fig. (35) ergibt sich wie früher, bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung,

$$0 = \frac{\xi_1}{\delta + \rho \cos u} = \frac{-\xi_2}{\delta - \rho \cos u} \quad ^1) \dots\dots\dots (245)$$

oder

$$\rho \cos u = \delta \frac{\xi_1 + \xi_2}{\xi_1 - \xi_2}.$$

Mit Rücksicht auf die Beziehung (244) erhält man

$$\rho \cos u = \delta \frac{P_2 - P_1}{P} \dots\dots\dots (246)$$

¹⁾ Vergleiche die Formel (94).

Aus den Beziehungen (235) und (236) folgern wir nun

$$\Delta \cos u = \delta \frac{P_2 - P_1}{P}.$$

Durch Vergleich mit der Gleichung (246) ergibt sich

$$\rho - \Delta = 0. \dots\dots\dots(247)$$

Wir sehen also, dass die Drehungsaxe in diesem Falle immer mit dem Schwerpunkte des Systems zusammenfällt, folglich ist à priori zu erwarten, dass die Verschiebungen des Systems keinen Einfluss auf die Drehung desselben haben werden.

Wollen wir nun das Drehungsmoment $\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right)$ unseres Systems berechnen. Es wird

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) &= P_1 [\cos \alpha_1 \cos \lambda + \cos \beta_1 \cos \mu + \cos \gamma_1 \cos \nu] [\delta + \rho \cos u] \\ &\quad - P_2 [\cos \alpha_2 \cos \lambda + \cos \beta_2 \cos \mu + \cos \gamma_2 \cos \nu] [\delta - \rho \cos u]. \end{aligned}$$

Daraus leitet sich mit Rücksicht auf die Gleichungen (241), (242), (243) und (245) ab

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) = -\frac{1}{l} [P_1 (\delta + \rho \cos u)^2 + P_2 (\delta - \rho \cos u)^2] \cdot \theta,$$

oder, mit Rücksicht auf die Gleichung (246),

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) = -\frac{4\delta^2}{l} \cdot \frac{P_1 P_2}{P} \cdot \theta,$$

oder

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) = -D\theta,$$

wenn

$$D = \frac{4\delta^2}{l} \cdot \frac{P_1 P_2}{P} \dots\dots\dots(248)$$

gesetzt wird.

Im Falle, dass der Schwerpunkt des Systems in der Mitte des Cylinders in O' sich befindet, wird

$$P_1 = P_2 = \frac{P}{2}$$

und D nimmt alsdann folgende Form an

$$D = \frac{\delta^2}{l} \cdot P.$$

Dies ist die bekannte Gleichung des gewöhnlichen Bifilars.

Nachdem die Lage der Drehungsaxe festgestellt ist, wollen wir nun voraussetzen, dass die Unterlage des Systems sich in Bewegung befindet und sei dieselbe zur Zeit t um x parallel der x -Axe verschoben und um den Winkel ψ um die y -Axe gedreht.

Denken wir uns ein im Raume festes rechtwinkliges Coordinatensystem x, y, z und ein anderes System ξ, η, ζ , welches mit dem Apparat fest verbunden ist. Bei normaler Stellung der Unterlage fallen beide Systeme zusammen.

Seien nun

$$\xi \text{ und } D + \rho \cos u + \eta$$

die relativen Coordinaten des Punktes O'' (siehe die Fig. 40) zur Zeit t .

Dann erhalten die absoluten Coordinaten X und Y dieses Punktes folgendes Aussehen (siehe auch die Fig. 39 und 40):

$$X = x + \xi + (s - \rho \sin u) \psi$$

$$Y = D + \rho \cos u + \eta$$

Die Aenderung der dritten Coordinate brauchen wir nicht zu berücksichtigen.

Nehmen wir weiter einen Massenpunkt M auf der Axe AB in der Entfernung d von O'' an, und seien x_m und y_m die entsprechenden Coordinaten dieses Punktes.

Dieselben drücken sich (siehe die Fig. 37, 39 und 40) bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung folgendermaassen aus:

$$x_m = x + \xi + (s - (\rho + d) \sin u) \psi - d \cos u \cdot \theta$$

$$y_m = D + \rho \cos u + \eta + d \cos u.$$

Daraus bekommt man für das Quadrat der Geschwindigkeit v des Punktes M

$$\begin{aligned} v^2 &= [x' + \xi' + (s - (\rho + d) \sin u) \psi' - d \cos u \theta']^2 + \eta'^2 \\ &= [x' + \xi' + (s - (\rho + d) \sin u) \psi']^2 + \eta'^2 + (d \cos u)^2 \theta'^2 - \\ &\quad - 2d \cos u [x' + \xi' + (s - (\rho + d) \sin u) \psi'] \theta', \end{aligned}$$

und für die lebendige Kraft T des Systems

$$T = \frac{1}{2} \frac{P}{g} [x' + \xi' + (s - \rho \sin u) \psi']^2 + \\ + \frac{1}{2} \frac{P}{g} \eta'^2 + \frac{1}{2} K [\theta'^2 + \operatorname{tg}^2 u \cdot \psi'^2 + 2 \operatorname{tg} u \psi' \theta'] + \\ + \frac{P}{g} (\rho - \Delta) \cos u [x' + \xi' + (s - \rho \sin u) \psi'] [\theta' + \operatorname{tg} u \psi'].$$

Hierin bedeutet K das Drehungsmoment des Systems in Bezug auf die Drehungsaxe.

Mit Rücksicht auf die Beziehung (247) erhält man folgenden definitiven Ausdruck für T :

$$T = \frac{1}{2} \frac{P}{g} [x' + \xi' + (s - \rho \sin u) \psi']^2 + \\ + \frac{1}{2} \frac{P}{g} \eta'^2 + \frac{1}{2} K [\theta'^2 + \operatorname{tg}^2 u \cdot \psi'^2 + 2 \operatorname{tg} u \psi' \theta']. \quad \left. \vphantom{\frac{1}{2} \frac{P}{g} [x' + \xi' + (s - \rho \sin u) \psi']^2} \right\} \dots (249)$$

Daraus folgt

$$\frac{\partial T}{\partial \xi'} = \frac{P}{g} [x' + \xi' + (s - \rho \sin u) \psi']$$

$$\frac{\partial T}{\partial \eta'} = \frac{P}{g} \eta'$$

$$\frac{\partial T}{\partial \theta'} = K [\theta' + \operatorname{tg} u \cdot \psi'].$$

Durch Anwendung des Lagrange'schen Princip's erhält man

$$\frac{P}{g} [x'' + \xi'' + (s - \rho \sin u) \psi''] = \left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right) \dots (250)$$

$$\frac{P}{g} \eta'' = \left(\frac{\partial V}{\partial \eta} \right) \dots (251)$$

$$K [\theta'' + \operatorname{tg} u \cdot \psi''] = \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right) \dots (252)$$

Es handelt sich also nur noch darum $\left(\frac{\partial V}{\partial \xi} \right)$, $\left(\frac{\partial V}{\partial \eta} \right)$ und $\left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)$ zu berechnen.

Wollen wir zu dem Zweck die absoluten Coordinaten der oberen (C und D) und der unteren Befestigungspunkte (A' und B') der Drähte bestimmen.

Es ist in ähnlicher Weise, wie in § 9, unter Beibehaltung der früheren Bezeichnungen

$$C \left\{ \begin{array}{l} X_1 = x + (s + c + l) \psi \\ Y_1 = D - \delta \\ Z_1 = s + c + l \end{array} \right\} \dots\dots\dots (253)$$

$$D \left\{ \begin{array}{l} X_2 = x + (s - c + l) \psi \\ Y_2 = D + \delta \\ Z_2 = s - c + l \end{array} \right\} \dots\dots\dots (254)$$

$$A' \left\{ \begin{array}{l} x'_1 = x + \xi + (s + c) \psi + (\delta + \rho \cos u) \theta \\ y'_1 = D - \delta + \eta \\ z'_1 = s + c + \zeta_1 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (255)$$

$$B' \left\{ \begin{array}{l} x'_2 = x + \xi + (s - c) \psi - (\delta - \rho \cos u) \theta \\ y'_2 = D + \delta + \eta \\ z'_2 = s - c + \zeta_2 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (256)$$

Daraus ergibt sich bis auf Glieder höherer Ordnung für die verschiedenen Richtungscosinusse in Bezug auf die Axen x, y, z , bei Beibehaltung der früheren Bezeichnungen

$$\left. \begin{array}{l} \cos \alpha_1 = \frac{l\psi - \xi - (\delta + \rho \cos u) \theta}{l} \\ \cos \beta_1 = -\frac{\eta}{l} \\ \cos \gamma_1 = 1. \end{array} \right\} \dots\dots\dots (257)$$

$$\left. \begin{array}{l} \cos \alpha_2 = \frac{l\psi - \xi + (\delta - \rho \cos u) \theta}{l} \\ \cos \beta_2 = -\frac{\eta}{l} \\ \cos \gamma_2 = 1. \end{array} \right\} \dots\dots\dots (258)$$

Seien α, β, γ die Winkel, welche die Richtung $A'B'$ mit den Coordinatenachsen x, y, z bildet, so ist auf Grund der Formeln (255) und (256)

$$\left. \begin{aligned} \cos \alpha &= -[\sin u \cdot \psi + \cos u \cdot \theta] \\ \cos \beta &= \cos u \\ \cos \gamma &= -\sin u. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (259)$$

Ist T eine Richtung, welche senkrecht zu $A'B'$ und zu der z -Achse steht, so werden die entsprechenden Richtungs cosinusse

$$\left. \begin{aligned} \cos \lambda &= 1 \\ \cos \mu &= \theta + \operatorname{tg} u \cdot \psi \\ \cos \nu &= 0. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (260)$$

Auf Grund der Gleichungen (257), (258) und (260) bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung kann man schreiben

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right) &= P_1 \cos \alpha_1 + P_2 \cos \alpha_2 \\ &= \frac{1}{l} [P_1 \{l\psi - \xi - (\delta + \rho \cos u) \theta\} + \\ &\quad + P_2 \{l\psi - \xi + (\delta - \rho \cos u) \theta\}], \end{aligned}$$

oder, mit Berücksichtigung der Beziehung (246),

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \xi}\right) = P\psi - P \frac{\xi}{l}. \dots\dots\dots (261)$$

In ähnlicher Weise gilt

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \eta}\right) = P_1 \cos \beta_1 + P_2 \cos \beta_2 = -P \frac{\eta}{l}. \dots\dots\dots (262)$$

und

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) &= P_1 [\cos \alpha_1 \cos \lambda + \cos \beta_1 \cos \mu + \cos \gamma_1 \cos \nu] [\delta + \rho \cos u] \\ &\quad - P_2 [\cos \alpha_2 \cos \lambda + \cos \beta_2 \cos \mu + \cos \gamma_2 \cos \nu] [\delta - \rho \cos u] \\ &= \frac{P_1}{l} [l\psi - \xi - (\delta + \rho \cos u) \theta] [\delta + \rho \cos u] \\ &\quad - \frac{P_2}{l} [l\psi - \xi + (\delta - \rho \cos u) \theta] [\delta - \rho \cos u], \end{aligned}$$

oder, mit Berücksichtigung der Beziehung (246),

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta}\right) = -D\theta, \dots\dots\dots(263)$$

wo D aus der Formel (248) zu entnehmen ist.

Setzt man nun die Werthe aus den Formeln (261), (262) und (263) resp. in die Gleichungen (250), (251) und (252) ein, und ersetzt dabei p durch seinen Werth aus der Formel (246), so erhält man folgende drei Differentialgleichungen für die Bewegung unseres Apparates

$$\xi'' + \frac{g}{l}\xi + (x'' - g\psi) + \left\{s - \delta \frac{P_2 - P_1}{P} \operatorname{tg} u\right\} \psi'' = 0 \dots(264)$$

$$\eta'' + \frac{g}{l}\eta = 0 \dots\dots\dots(265)$$

$$\theta'' + n^2\theta + \operatorname{tg} u \cdot \psi'' = 0, \dots\dots\dots(266)$$

worin

$$n^2 = \frac{D}{K} \dots\dots\dots(267)$$

ist.

Wir sehen also, dass alle drei Bewegungsarten unseres Instrumentes ganz unabhängig von einander sich vollziehen, folglich ist eine Rückwirkung einer Bewegung auf die andere völlig ausgeschlossen. Ausserdem ist aus der Gleichung (266) ersichtlich, dass der Drehungswinkel θ in unmittelbarem Zusammenhang mit der Neigung ψ steht, folglich kann dieser Apparat sich zu Beobachtungszwecken über Neigungen sehr gut eignen.

Wollen wir nun diese drei Differentialgleichungen der Reihe nach etwas näher besprechen.

Wollen wir mit der ersten derselben (Formel 264) anfangen.

Dieselbe entspricht der Bewegung eines einfachen Verticalpendels, wobei das Glied

$$s - \delta \frac{P_2 - P_1}{P} \operatorname{tg} u$$

die Erhebung des Schwerpunktes des Systems über der xy -Ebene bedeutet.

Sind die Massen gleichmässig längs der Linie AB vertheilt, so fällt der Schwerpunkt mit der Mitte von AB zusammen und es wird

$$P_1 = P_2 = \frac{P}{2}$$

und

$$\xi'' + \frac{g}{l}\xi + (x'' - g\psi) + s\psi'' = 0. \dots\dots\dots(268)$$

Eine ganz ähnliche Gleichung haben wir auch früher erhalten. (Siehe die Formel 233).

Ist die Unterlage in Ruhe, so vereinfacht sich diese Gleichung in die folgende

$$\xi'' + \frac{g}{l} \xi = 0. \dots\dots\dots (269)$$

Dies ist die gewöhnliche Gleichung eines Verticalpendels von der Länge l .

Die in den Gleichungen (268) und (269) vorkommende Grösse l beansprucht noch eine kleine Correction.

Wir haben nämlich bei unseren theoretischen Entwicklungen vorausgesetzt, dass alle Massen längs der Linie AB concentrirt sind. In Wirklichkeit aber haben wir einen schräg geschnittenen homogenen Cylinder. Sei der Radius des kreisförmigen Querschnittes dieses Cylinders R . Jeder Schnitt des Cylinders parallel der xz -Ebene ist eine Ellipse, deren grössere Halbaxe

$$a = \frac{R}{\cos u} \dots\dots\dots (270)$$

und die kleinere

$$b = R \dots\dots\dots (271)$$

wird.

Die Schwingungsperiode unseres Apparates entspricht der Schwingungsperiode eines homogenen elliptischen Discus, dessen Centrum um l von der entsprechenden Drehungsaxe entfernt ist.

Folglich muss man in den beiden früheren Gleichungen (268) und (269) unter l die reducierte Länge unseres Apparates verstehen.

Bezeichnen wir diese reducierte Länge durch l_1 und bedente l wie früher die Entfernung $AC=BD$ (siehe die Fig. 40), so muss in den beiden früheren Gleichungen l durch l_1 ersetzt werden.

Wollen wir nun l_1 bestimmen.

Bedente k_1 das Trägheitsmoment eines elliptischen Discus in Bezug auf eine Gerade, welche durch das Centrum des Discus geht und senkrecht zur Ebene desselben steht, so wird bekanntlich, wenn m die Masse bedeutet,

$$l_1 = l \left(1 + \frac{k_1}{ml^2} \right) \dots\dots\dots (272)$$

Es handelt sich also nur darum k_1 zu berechnen.

Zu diesem Zweck denken wir uns den Anfangspunkt unseres rechtwinkligen Coordinatensystems x, y, z in das Centrum dieses elliptischen

Schnittes verlegt. Die Gleichung dieser Ellipse nimmt dann folgende Form an

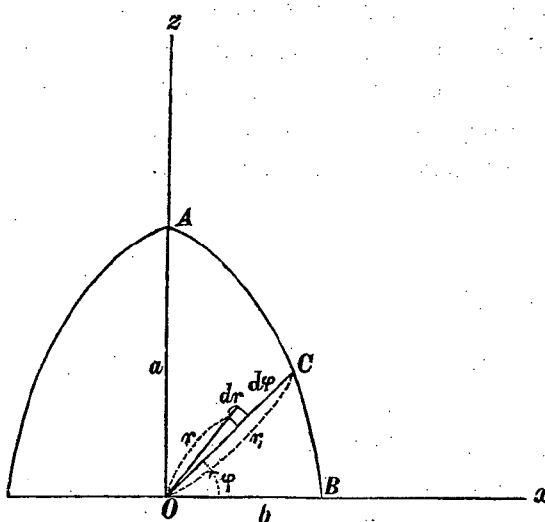
$$\frac{s^2}{a^2} + \frac{x^2}{b^2} = 1. \dots\dots\dots(273)$$

Die Dicke des schrägen elliptischen Discus sei Δh , wo Δh eine unendlich kleine Grösse ist und sei noch σ die entsprechende Massendichtigkeit.

Dann wird

$$m = \pi ab \cdot \Delta h \cdot \sigma = \pi R^2 \cdot \Delta h \cdot \sigma \cdot \frac{1}{\cos u}. \dots\dots\dots(274)$$

Fig. 41.



Aus der Figur (41) ersieht man ohne Weiteres, dass

$$d^2 k_1 = \sigma \cdot \Delta h \cdot r^2 dr d\varphi,$$

oder

$$dk_1 = \sigma \cdot \Delta h \cdot \frac{r_1^4}{4} d\varphi$$

ist.

r_1 ist eine Function von φ ; dieselbe berechnet sich aus der Gleichung der Ellipse. Führen wir zu diesem Zweck die Excentricität e der Ellipse ein.

Es wird

$$e^2 = \frac{a^2 - b^2}{a^2},$$

oder, nach den Gleichungen (270) und (271),

$$e^2 = \sin^2 u. \dots\dots\dots(275)$$

Es wird ferner

$$b^2 = a^2 (1 - e^2)$$

und

$$ab = a^2 \sqrt{1 - e^2} = \frac{R^2}{\cos u} \dots \dots \dots (276)$$

Nun ist

$$x = r_1 \cos \varphi$$

$$z = r_1 \sin \varphi,$$

also

$$r_1^2 = \frac{R^2}{1 - e^2 \sin^2 \varphi} \dots \dots \dots (277)$$

Wir erhalten den folgenden Ausdruck für k_1 :

$$k_1 = \frac{1}{4} \sigma \cdot \Delta h \cdot R^4 \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)^2} \dots \dots \dots (278)$$

Man findet durch passende Transformationen für das unbestimmte Integral des vorigen Ausdruckes

$$\int \frac{d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)^2} = \frac{1}{2} \frac{1}{1 - e^2} \left[\frac{2 - e^2}{\sqrt{1 - e^2}} \operatorname{arctg} (\sqrt{1 - e^2} \operatorname{tg} \varphi) - e^2 \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{1 - e^2 \sin^2 \varphi} \right] + \text{Const.},$$

also

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)^2} = \pi \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \cdot \frac{2 - e^2}{1 - e^2} = \frac{\pi}{\cos u} \cdot \frac{2 - \sin^2 u}{\cos^2 u}.$$

Bringt man diesen Ausdruck in die Gleichung (278) ein und berücksichtigt dabei die Beziehung (274), so folgt, wenn

$$\mu = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{\cos^2 u} \right] \dots \dots \dots (279)$$

gesetzt wird,

$$k_1 = \frac{1}{2} \mu m R^2,$$

also, nach der Gleichung (272),

$$l_1 = l \left(1 + \frac{1}{2} \mu \frac{R_2}{l^2} \right) \dots \dots \dots (280)$$

Die reducierte Länge l_1 unseres Pendels hängt also von der Neigung u unseres Cylinders ab.

Ist $u = 0$, so haben wir einen Kreisschnitt und es wird $\mu = 1$.

Mit wachsendem u nimmt μ zu.

Es mögen hier einige Werthe von μ angegeben werden.

u	μ
0°	1
15°	$\frac{1}{2} [9 - 4\sqrt{3}] = 1,036$
30°	$\frac{7}{6} = 1,167$
45°	$\frac{3}{2} = 1,500$
60°	$\frac{5}{2} = 2,500$
75°	$\frac{1}{2} [9 + 4\sqrt{3}] = 7,964.$

Der durch die Gleichung (280) gegebene Werth von l_1 ist also in den Gleichungen (268) und (269) statt l einzusetzen.

Wenden wir uns jetzt zu der zweiten unserer Differentialgleichungen (Formel (265)).

Die Bewegung des Apparates parallel der y -Axe ist unabhängig von der vorausgesetzten Bewegung der Unterlage. Sie besteht aus einfachen Sinusschwingungen, wobei die in der Formel vorkommende Grösse l ebenfalls einer kleinen Correction bedarf.

Es muss aus demselben Grunde, wie früher, statt l die reducierte Länge l_2 eingesetzt werden, wo

$$l_2 = l \left(1 + \frac{k_2}{ml^2} \right) \dots\dots\dots (281)$$

ist.

Hierin bedeutet k_2 das Trägheitsmoment unseres elliptischen Schnittes in Bezug auf die kleinere Axe der Ellipse.

Man erhält in ähnlicher Weise, wie früher

$$k_2 = \frac{1}{4} \sigma \Delta h R^4 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \varphi d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)^2} \dots\dots\dots (282)$$

Das unbestimmte Integral wird gleich

$$\int \frac{\sin^2 \varphi d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 - e^2} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \operatorname{arctg} (\sqrt{1 - e^2} \cdot \operatorname{tg} \varphi) - \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{1 - e^2 \sin^2 \varphi} \right] + \text{Const.},$$

also

$$\int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \varphi d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)^2} = \pi \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \cdot \frac{1}{1 - e^2} = \frac{\pi}{\cos u} \cdot \frac{1}{\cos^2 u}.$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Gleichung (282) ein, so ergibt sich unter Berücksichtigung der Beziehung (274)

$$k_2 = \frac{1}{4} m R^2 \cdot \frac{1}{\cos^2 u}.$$

Setzt man diesen Werth in die Gleichung (281) ein, so drückt sich die reducierte Länge unseres Pendels bei Schwingungen parallel der y -Axe folgendermaassen aus

$$l_2 = l \left(1 + \frac{1}{4} \frac{R^2}{l^2} \cdot \frac{1}{\cos^2 u} \right). \dots\dots\dots (283)$$

Gehen wir jetzt zu der Betrachtung der dritten unserer Differentialgleichungen für θ (siehe Formel 266) über.

Dieser Gleichung kommt die Hauptbedeutung zu, da sie uns den Zusammenhang zwischen der Neigung ψ und der Drehung θ des Apparates angiebt. Wollen wir aber diese Gleichung zuerst durch Einführung der Dämpfung vervollständigen und dementsprechend sie in folgender Form schreiben

$$\theta'' + 2\varepsilon\theta' + n^2\theta + \operatorname{tg} u \cdot \psi'' = 0. \dots\dots\dots (284)$$

Denken wir uns nun, dass das Erdbeben verlaufen und eine resultierende Neigung ψ entstanden ist. Dann müssen wir θ'' und θ' gleich Null setzen und erhalten einfach

$$\theta = 0. \dots\dots\dots (285)$$

Wir sehen also, dass dieses Instrument nicht im Stande ist die resultierende, zurückgebliebene Neigung anzuzeigen, aber es bietet, im Gegensatz zu dem gewöhnlichen Davison'schen Apparat, den grossen Vortheil, dass es für dynamische Vorgänge anwendbar ist, nämlich dort, wo die Neigung ψ fortwährenden Aenderungen ausgesetzt ist und wo der gewöhnliche Davison'sche Apparat nicht mehr zu gebrauchen ist.

Wir sehen also, dass mit Hilfe dieses Apparates die Möglichkeit geboten ist, die Neigungen der Erdoberfläche allein zu registrieren und zwar ganz unabhängig und frei von dem Einflusse irgend welcher Verschiebungen.

Dies ist wohl eine Lösung der gestellten Aufgabe.

Wollen wir nun, wie früher, den Specialfall betrachten, wo ψ sich periodisch mit der Zeit ändert, etwa nach dem Gesetze

$$\psi = \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma), \dots\dots\dots (286)$$

wo ψ_0 die maximale Amplitude und γ die anfängliche Phase bedeutet.

Die entsprechende Periode dieser Bewegung sei T_1 und die Periode der Eigenbewegung des Apparates bei Abwesenheit der Dämpfung T .

Dann wird

$$\left. \begin{aligned} T_1 &= \frac{2\pi}{n_1} \\ T &= \frac{2\pi}{n} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (287)$$

Um die Eigenbewegung des Apparates möglichst zu eliminieren, ist es wiederum zweckmässig $\varepsilon > n$ zu wählen.

Setzen wir also

$$\left. \begin{aligned} \mu_1 &= \varepsilon + \alpha \\ \mu_2 &= \varepsilon - \alpha \\ \text{und} \\ \alpha &= +\sqrt{\varepsilon^2 - n^2}, \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (288)$$

so ergibt sich für das allgemeine Integral der Gleichung (284) bei Zugrundelegung der Gleichung (286)

$$\theta = \Gamma_1 e^{-\mu_1 t} + \Gamma_2 e^{-\mu_2 t} - \frac{n_1^2}{\sqrt{R}} \operatorname{tg} u \cdot \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma + \Delta) \dots\dots (289)$$

Hierin bedeuten:

Γ_1 und Γ_2 zwei Integrationsconstanten.

$$\left. \begin{aligned} R &= (n_1^2 + \mu_1^2)(n_1^2 + \mu_2^2) \\ \operatorname{tg} \Delta &= \frac{2\varepsilon n_1}{n_1^2 - n^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (290)$$

Die beiden ersten Glieder in dem Ausdrücke für θ verschwinden schon bei sehr kleinen Werthen von t , folglich brauchen wir sie gar nicht zu berücksichtigen.

Setzen wir weiter

$$\mathfrak{A} = -\frac{n_1^2}{\sqrt{R}} \cdot \operatorname{tg} u, \dots\dots\dots (291)$$

so wird für nicht zu kleine Werthe von t

$$\theta = \mathfrak{A} \psi_0 \sin (n_1 t + \gamma + \Delta). \dots\dots\dots (292)$$

Diese Formel zeigt uns, dass es wirklich möglich ist mit Hilfe dieses Apparates die Aenderungen der Neigungen zu registrieren. Die Empfindlichkeit der Registrierung hängt unmittelbar vom Betrage von $\mathfrak{A}$ ab.

Bei gegebenen Werthen der Constanten ε, n und n_1 ist $\mathfrak{A}$ zu $\operatorname{tg} u$ proportional, folglich sehen wir, dass $\operatorname{tg} u$ als Maass der Empfindlichkeit des Instrumentes auftritt.

Nehmen wir noch den folgenden Specialfall an, welcher bei meinen Versuchen mit dem Horizontalpendel fast immer stattfand; setzen wir nämlich

$$\varepsilon = n.$$

Dann wird

$$R = (n_1^2 + n^2)^2$$

und

$$\operatorname{tg} \Delta = \frac{2nn_1}{n_1^2 - n^2}.$$

Es ergibt sich also

$$\mathfrak{A} = -\frac{1}{1 + \frac{n^2}{n_1^2}} \operatorname{tg} u \dots\dots\dots (293)$$

oder, nach den Formeln (287),

$$\mathfrak{A} = -\frac{1}{1 + \frac{T_1^2}{T^2}} \operatorname{tg} u \dots\dots\dots (294)$$

Ist also $\left(\frac{T_1}{T}\right)^2$ sehr klein, so können wir mit hinreichender Genauigkeit setzen

$$\mathfrak{A} = -\operatorname{tg} u.$$

In diesem Fall wird, wie leicht einzusehen ist, Δ sich wenig von 0 unterscheiden.

Wollen wir nun den Ausdruck für n^2 bilden.

In der Formel (267) für n^2 ist D bekannt.

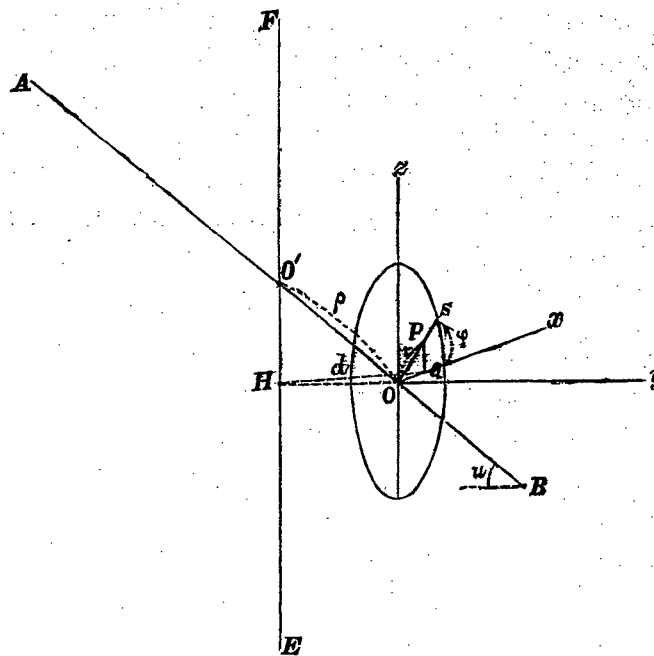
Es handelt sich also nur darum K auszurechnen.

Setzen wir voraus, dass die Massen wiederum gleichmässig vertheilt sind, also $P_1 = P_2 = \frac{P}{2}$.

Dann bedeutet K das Trägheitsmoment des schräg geschnittenen Cylinders in Bezug auf eine Axe, welche durch die Mitte des Cylinders hindurchgeht (O' siehe die Fig. 40) und zu der z -Axe parallel ist.

Sei nun auf der Figur (42) AB die Axe unseres Cylinders, O' die Mitte desselben und EF die Axe, in Bezug auf welche K bestimmt werden soll.

Fig. 42.



Nehmen wir wiederum einen elliptischen Schnitt des Cylinders, und sei die Entfernung des Mittelpunktes dieser Ellipse O von O' gleich ρ .

Die Entfernung des Punktes P von der Drehungsaxe wird $HQ = d$.

Ist $OP = r$, so wird

$$d^2 = \rho^2 \cos^2 u + r^2 \cos^2 \varphi.$$

Die Masse dm eines Volumelementes um den Punkt P wird

$$dm = \sigma r \cos u \, dr \, d\varphi \, d\rho.$$

Also

$$d^3 K = \sigma r \cos u [\rho^2 \cos^2 u + r^2 \cos^2 \varphi] \, dr \, d\varphi \, d\rho.$$

Ist $OS = r_1$, so ergibt sich nach einmaliger Integration nach r ,

$$d^2 K = \frac{1}{2} \sigma \cos u \left[\rho^2 \cos^2 u r_1^2 + \frac{1}{2} \cos^2 \varphi r_1^4 \right] d\varphi d\rho.$$

Mit Rücksicht auf die Gleichung (277) folgt bei einer weiteren Integration nach φ

$$dK = \frac{1}{2} \sigma \cos u R^2 \cdot d\rho \left[\rho^2 \cos^2 u \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)} + \frac{1}{2} R^2 \int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \varphi d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)^2} \right].$$

Durch passende Transformationen findet man für die entsprechenden unbestimmten Integrale

$$\int \frac{d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)} = \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \operatorname{arctg} (\sqrt{1 - e^2} \operatorname{tg} \varphi) + \operatorname{Const.},$$

$$\int \frac{\cos^2 \varphi d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)^2} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \operatorname{arctg} (\sqrt{1 - e^2} \operatorname{tg} \varphi) + \frac{\sin \varphi \cos \varphi}{1 - e^2 \sin^2 \varphi} \right] + \operatorname{Const.},$$

folglich wird

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)} = \frac{2\pi}{\sqrt{1 - e^2}}$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{\cos^2 \varphi d\varphi}{(1 - e^2 \sin^2 \varphi)^2} = \frac{\pi}{\sqrt{1 - e^2}}.$$

Bringt man diese Ausdrücke in die vorige Gleichung ein und integriert dieselbe nach ρ zwischen den Grenzen $-L$ und $+L$, wo $2L$ die Länge des ganzen Cylinders bedeutet, so ergibt sich

$$K = \pi \sigma R^2 2L \left[\cos^2 u \frac{(2L)^2}{12} + \frac{R^2}{4} \right].$$

Mit Rücksicht auf die früheren Beziehungen ist die Masse M des ganzen Cylinders

$$M = \pi \sigma R^2 \cdot 2L,$$

folglich wird

$$K = M \left[\frac{R^2}{4} + \cos^2 u \frac{L^2}{3} \right].$$

Aus der Formel (248) folgt weiter für $P_1 = P_2 = \frac{P}{2}$

$$D = \frac{\delta^2}{l} P = \frac{L^2}{l} \cos^2 u \cdot Mg. \quad ^1)$$

Wir erhalten also nach der Gleichung (267)

$$n^2 = 3 \frac{g}{l} \cdot \frac{1}{1 + \frac{3}{4} \cdot \left(\frac{R}{L}\right)^2 \frac{1}{\cos^2 u}} \dots \dots \dots (295)$$

Ist $\frac{R}{L}$ klein, so kann man für nicht zu grosse Werthe von u das zweite Glied im Nenner des vorigen Ausdruckes vernachlässigen.

Es wird also

$$n^2 = 3 \frac{g}{l}.$$

In diesem Falle wird n^2 ganz unabhängig von der Entfernung der Drähte 2δ sein.

Bedeutet nun noch T_0 die Periode der Schwingung unseres Apparates parallel der ξ -Axe, so gilt, bis auf ein kleines Correctionsglied, die interessante Beziehung

$$T = \frac{T_0}{\sqrt{3}}.$$

Zum Schluss dieses Paragraphen möchte ich folgende Bemerkung hinzufügen.

Ogleich die Theorie dieses neuen Instrumentes für die Registrierung von Neigungen verhältnissmässig einfach ausfällt, so weist doch ihre praktische Anwendung gewisse Schwierigkeiten auf. Diese Schwierigkeiten beziehen sich auf die Art und Weise, wie die Drehung θ des Instrumentes eigentlich registriert werden soll.

Es scheint am einfachsten für diesen Zweck einen kleinen Spiegel an der Seitenfläche des schrägen Cylinders zu befestigen und die gewöhnliche optische Methode der Registrierung anzuwenden. Dies ist aber ganz und gar ausgeschlossen, nicht etwa, weil in diesem Fall bei Schwingungen des Apparates parallel der y -Axe der leuchtende Punkt sich längs der Zeitaxe auf der Registriertrommel verschieben und eine Verzerrung der erhaltenen Curve nach sich ziehen würde, sondern weil es praktisch nicht möglich ist, den Schwerpunkt des Systems genau in die Axe AB des Cylinders zu verlegen, wie es die vorige Theorie verlangt. Ist aber der Schwerpunkt des

¹⁾ Es ist dabei vorausgesetzt, dass L und l ihre früheren Werthe behalten.

Systems von der Axe AB etwas entfernt, möge diese Entfernung auch noch so klein sein, so wird bei Schwingungen des Apparates eine secundäre Drehung des Cylinders um die Axe AB herum zu Stande kommen, welche äusserst störend auf die Registrierung der Ablenkungen θ wirkt.

Diese störende Wirkung der Drehung des Cylinders um seine Axe lässt sich jedoch durch Anwendung einer bestimmten Vorrichtung beseitigen; in welcher Weise dies zu erreichen ist, werden wir im nächsten Paragraphen sehen.

§ 11.

Versuche mit dem abgeänderten Davison'schen Apparat.

Ehe ich zur Beschreibung des von mir verwendeten Apparates und der mit demselben mit Hilfe der Untersuchungsplattform ausgeführten Versuche übergehe, werde ich zuerst einige Versuche mittheilen, welche mit einem

Fig. 43.

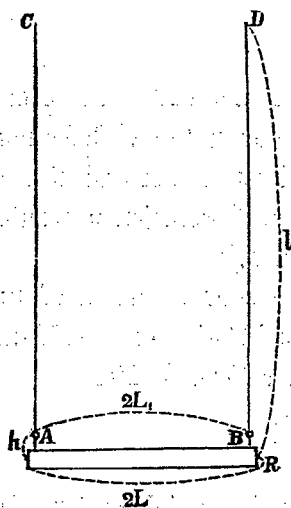
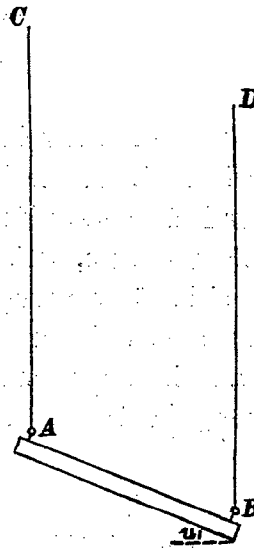


Fig. 44.



einfachen Modell des abgeänderten Davison'schen Apparates ausgeführt worden sind, und die den Zweck hatten, einige der früher aufgestellten Formeln einer experimentellen Prüfung zu unterziehen.

Dieses Modell ist auf den Figuren 43 und 44 dargestellt.

Es bestand aus einem einfachen Messingcylinder, welcher an zwei gleich langen Drähten aufgehängt wurde. Diesen Cylinder konnte man entweder horizontal oder schräg unter einem beliebigen Winkel u aufhängen.

Die Länge des Cylinders $2L$ betrug 58,30 cm. und der Radius seiner Grundfläche $R = 0,70$ cm.

Die Entfernung der unteren Befestigungspunkte A und B $2L_1$ war gleich 57,85 cm. und der dieser Punkte von der Axe des Cylinders $h = 1,69$ cm.

Es wurden mit diesem Modell Schwingungsversuche ausgeführt und drei verschiedene Perioden der Schwingungen mit Hilfe eines Löbner'schen Secundenzählers gemessen:

die Periode T_1 bei der Bewegung senkrecht zur Aufhängeebene

» » T_2 » » » parallel¹⁾ » »

» » T der drehenden Bewegung um eine den Drähten parallele Axe,

und zwar bei verschiedenen Neigungen u und bei verschiedenen Drahtlängen l .²⁾

Diese Perioden lassen sich nach den folgenden Formeln berechnen:

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{l_1}{g}},$$

$$T_2 = 2\pi \sqrt{\frac{l_2}{g}},$$

$$T = \frac{2\pi}{n},$$

wo l_1 , l_2 und n aus den Formeln (280), (283) und (295) zu entnehmen sind.

Es sind dabei, da die Entfernung der unteren Befestigungspunkte A und B der Drähte etwas kleiner als $2L$ ist und A und B nicht auf der Axe des Cylinders liegen, noch weitere kleine Correctionen anzubringen, auf die wir hier nicht näher einzugehen brauchen.³⁾

Alle diese Correctionen sind allerdings sehr gering und l_1 und l_2 unterscheiden sich recht wenig von l . Bei Vernachlässigung eines kleinen Correctionsgliedes ergibt sich ausserdem nach der Formel (295)

$$n^2 = 3 \frac{g}{l}.$$

Bezeichnen wir, bei Vernachlässigung dieser kleinen Correctionsglieder, die entsprechenden Perioden durch (T_1) , (T_2) und (T) , dann wird

$$(T_1) = (T_2) = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$

¹⁾ Freilich in der Aufhängeebene.

²⁾ l bedeutet die Entfernung der oberen Befestigungspunkte der Drähte von der Axe des Cylinders.

³⁾ Die kleine Correction in Folge des Umstandes, dass der Cylinder nicht schräg geschnitten war, wurde ausser Acht gelassen.

und

$$(T) = \frac{(T_2)}{\sqrt{3}}.$$

Diese Formeln lehren uns, dass mit hinreichender Annäherung die Perioden T_1 und T_2 einander gleich und vollständig unabhängig von der Neigung u sind.

Ausserdem, obgleich die Entfernung der Drähte bei Neigung des Cylinders kleiner wird und zudem das Trägheitsmoment sich verändert, erweist sich T ebenfalls als unabhängig von der Neigung u , wobei die Perioden T und $T_1 = T_2$ immer in dem constanten Verhältniss von 1 zu $\sqrt{3}$ stehen.

Es sind nun diese drei Perioden unter verschiedenen Bedingungen ermittelt worden und alsdann mit denjenigen Werthen, welche aus der früher erwähnten Formel mit Berücksichtigung der verschiedenen Correctionsgrössen sich ergeben, verglichen.

Die entsprechenden Zahlen sind in den folgenden drei Tabellen III, IV und V zusammengestellt.

Tabelle III.

$l = 100,7 \text{ cm.}$

$(T_1) = (T_2) = 2,01.$

$(T) = 1,16.$

u	T_1		T_2		T	
	Beobachtet.	Berechnet.	Beobachtet.	Berechnet.	Beobachtet.	Berechnet.
0	2,02	2,01	1,99	2,01	1,16	1,16
28° 24'	2,03	2,01	1,99	2,01	1,17	1,16
57 46	2,05	2,03	2,01	2,03	1,21	1,16

Tabelle IV.

$l = 49,89 \text{ cm.}$

$(T_1) = (T_2) = 1,42.$

$(T) = 0,82.$

u	T_1		T_2		T	
	Beobachtet.	Berechnet.	Beobachtet.	Berechnet.	Beobachtet.	Berechnet.
0	1,42	1,42	1,39	1,42	0,81	0,81
29° 58'	1,43	1,42	1,39	1,42	0,82	0,81
59 42	1,45	1,44	1,41	1,44	0,87	0,81

Tabelle V.

$$l = 24,54 \text{ cm.} \quad (T_1) = (T_2) = 0,99. \quad (T) = 0,57.$$

u	T ₁		T ₂		T	
	Beobachtet.	Berechnet.	Beobachtet.	Berechnet.	Beobachtet.	Berechnet.
0	1,00	0,99	0,96	0,99	0,56	0,56
29° 47'	1,01	1,00	0,95	1,00	0,56	0,56
59 15	1,03	1,03	0,96	1,03	0,57	0,56

Die Uebereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Werthen der Perioden ist im Allgemeinen als eine sehr befriedigende zu bezeichnen, insbesondere, wenn man dabei erwägt, dass solche provisorische Beobachtungen keinen Anspruch auf grosse Genauigkeit erheben können, und dass die Unterschiede in den einzelnen beobachteten Werthen der Perioden 0,04 erreichen.

Diese Controllversuche haben also im Grossen und Ganzen die Richtigkeit der aufgestellten Formeln bestätigt.

Nach diesen einführenden Bemerkungen wollen wir zur Beschreibung des auf Grund der Entwicklungen des § 10 gebauten Apparates übergehen.

Es ist eine ganze Anzahl von Typen eines solchen Apparates untersucht worden. Aber am passendsten erwies sich dabei das einfachste Modell desselben, nämlich ein schräg geschnittener Messingcylinder, wie dies auf der Figur 40 zu ersehen ist.

Dabei betrug

die Länge des Cylinders $2L = 60,0 \text{ cm.}$
 der Radius der Grundfläche $R = 1,25 \text{ »}$
 die Länge der Drähte (bis zur Axe des Cylinders) $l = 73,5 \text{ »}$
 die Entfernung der Drähte $2\delta = 42,6 \text{ »}$
 die Neigung der Axe $u = 44^\circ 47'$ und
 die Erhöhung der Mitte des Gewichtes über der Drehungs-
 axe der Plattform $55,0 \text{ cm.}$

Zur Registrierung der Drehung des Systems um eine verticale Axe, welche Bewegung bei Untersuchungen über Neigungen nur vom Belang ist, wurde folgendes Verfahren angewendet, welches sich sehr gut bewährt hat.

An den Enden des Cylinders, auf entgegengesetzten Seiten, wurde je eine gleiche, flache Spule mit einer sehr grossen Anzahl von Windungen an-

gebracht und zwar so, dass die Windungsfläche der Spulen parallel der Cylinderaxe war und senkrecht zur Drahtebene stand, wie dies auf der Figur 45 angedeutet ist.

Jede Spule ragte theilweise in das möglichst homogene Feld je eines besonderen Electromagnets hinein. Die Stromkreise dieser Spulen wurden mit einem und demselben aperiodischen Galvanometer verbunden und zwar so, dass bei parallelen Verschiebungen des Cylinders senkrecht zur Ebene der Drähte die in den beiden Spulen inducierten Ströme in entgegengesetzten Richtungen durch die Windungen des Galvanometers flossen. Mit Hilfe von Rheostaten konnte man diese Ströme genau ausgleichen und dadurch erzielen, dass bei Schwingungen (Verschiebungen) des Cylinders die Galvanometerspule immer in Ruhe verblieb. Bei Drehungen des Systems um eine verticale Axe werden diese inducierten Ströme dagegen sich gegenseitig verstärken und einen entsprechenden Ausschlag des Galvanometers hervorrufen.

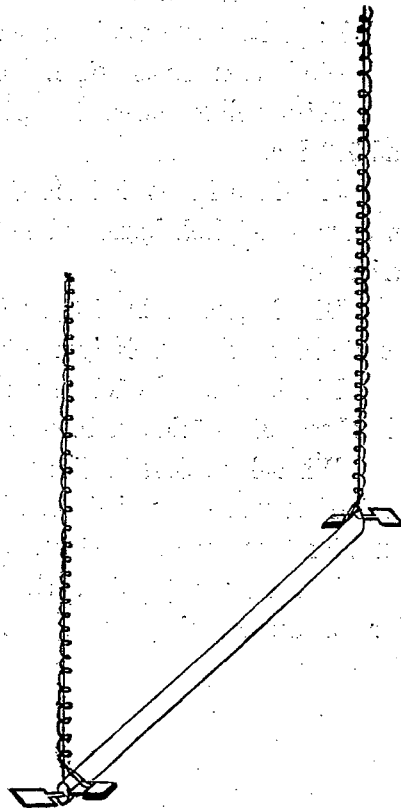
Auf diese Weise war die Möglichkeit geboten, die Schwingungen (Verschiebungen) des Apparates ganz unschädlich zu machen und nur die Drehungen desselben zu registrieren.

Ausser diesen zwei Spulen wurden an den Enden des schrägen Cylinders auf den gegenüberliegenden Seiten zwei dämpfende Kupferplatten angebracht, um die drehende Eigenbewegung des Apparates in eine aperiodische zu verwandeln und dadurch dieselbe bei der Registrierung der Neigungen der Unterlage möglichst zu eliminieren, wie dies schon früher von mir hinlänglich genug auseinandergesetzt war. Jede Kupferplatte hat ihren besonderen Electromagnet, so dass bei diesem Apparat im Ganzen vier Electromagnete verwendet wurden.

Die folgende Fig. 46 giebt eine photographische Abbildung des Instruments und zwar ohne die Electromagnete.

Dieser Apparat war auf der Untersuchungsplattform aufgestellt und einige Beobachtungen wurden mit ihm ausgeführt.

Fig. 45.



Die Art und Weise, wie die Bewegung der Galvanometerspule und die der Plattform registriert wurden, war vollständig ähnlich derjenigen, welche bei den weiter unten im § 13 zu besprechenden Versuchen mit dem Doppelpendel in Anwendung kam. Die entsprechende Versuchsanordnung ist dort ausführlich beschrieben; ich kann also hier mich damit begnügen, auf jene Stelle zu verweisen.

Nach erfolgter Ausgleichung der Spulen wurde die Plattform in Verschiebungen versetzt und zwar senkrecht zur Ebene der Drähte.

Die erhaltenen zwei Curven sind auf der Figur 47 dargestellt.¹⁾

Die beiden sinusartigen Curven entsprechen der Plattformbewegung.

Bei derselben waren die Periodender Verschiebungen resp. gleich 8,6 Sec. und 5,3 Sec.

In beiden Fällen fiel die Galvanometercurve genau mit der Nulllinie zusammen, folglich kamen diese Verschiebungen überhaupt nicht zur Registrierung.

Die folgenden zwei Curven auf der Fig. 48 entsprechen dem Falle, wo die Plattform nur Neigungen ausgesetzt war.²⁾

Die beiden schwächeren Sinuscurven entsprechen der Bewegung der Plattform, die stärkeren des Galvanometers.

Wir sehen, dass in diesem Fall die Neigungen der Plattform wirklich registriert werden, wobei der Charakter der Galvanometercurve genau dem der Plattformcurve entspricht.

Bedeutet nun T_1 die Periode der Neigungen der Plattform und T die der Galvanometerbewegung, so findet man für eine dieser Curven³⁾

$$T_1 = 4;13$$

$$T = 4;14$$

und für die andere

$$T_1 = 2;77$$

$$T = 2;77.$$

Die Uebereinstimmung ist also eine fast vollkommene.

¹⁾ Die Länge einer Secunde auf der Registriertrommel betrug bei diesen Beobachtungen im Mittel 4,3 mm.

²⁾ Wegen eines Versehens in der Aufstellung liegt die Nulllinie etwas unsymmetrisch in Bezug auf die Plattformcurve.

³⁾ Die Secunden sind durch Unterbrechungen in der Nulllinie markiert.

Fig. 46

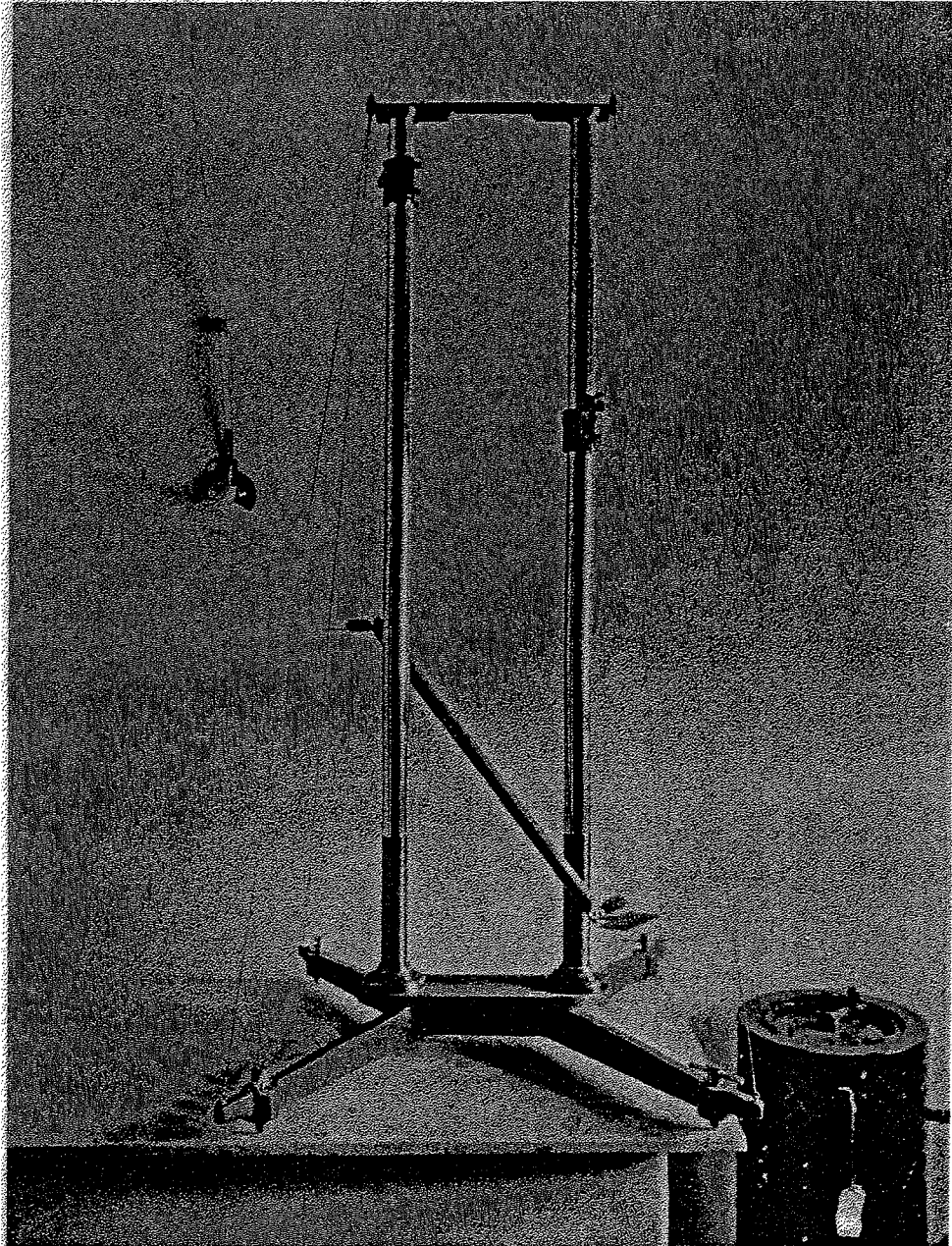


Fig. 47.

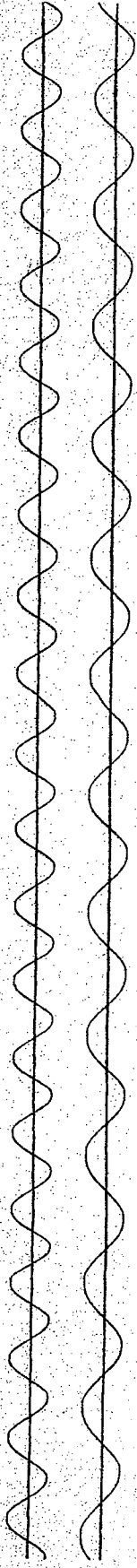


Fig. 48.

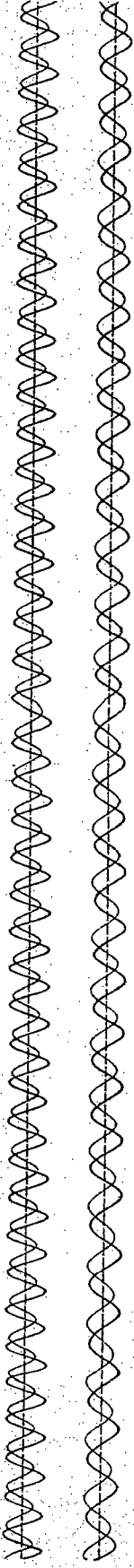


Fig. 49.

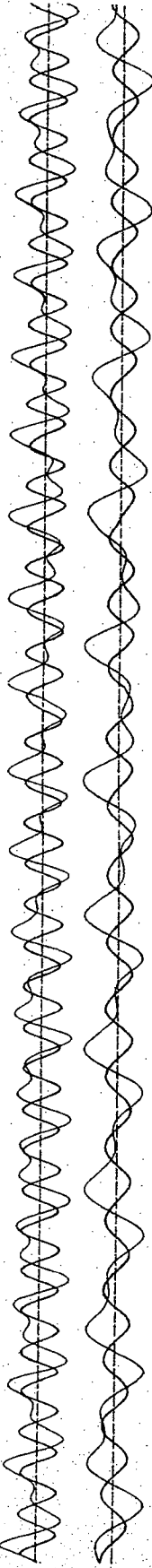


Fig. 53.

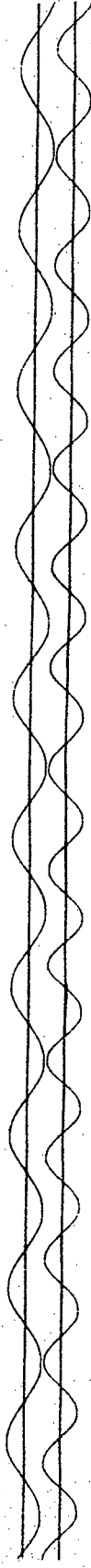
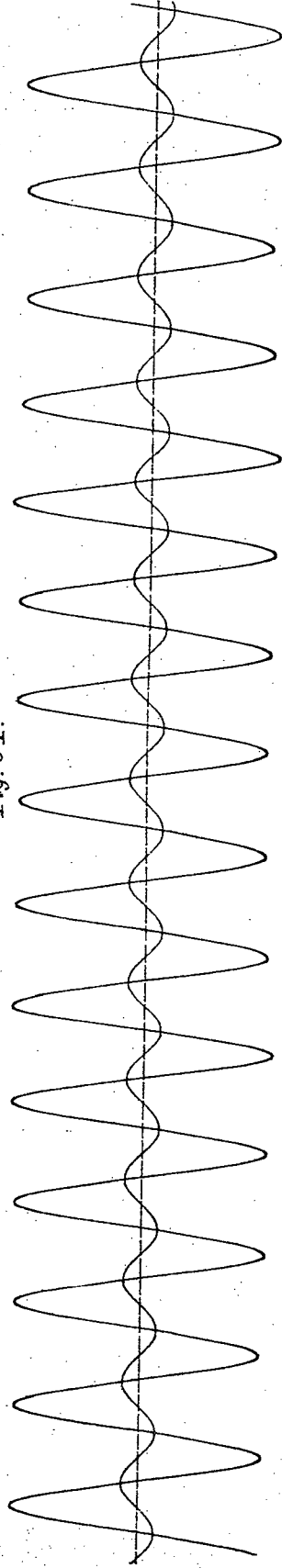


Fig. 54.



Am interessantesten sind die beiden Curven der Fig. 49.

In diesem Fall war die Plattform Verschiebungen und Neigungen zugleich ausgesetzt, wie dies aus der Form der entsprechenden zwei Plattformcurven sich erkennen lässt (doppelte Sinuscurven).

Die entsprechenden zwei Galvanometercurven (die stärkeren Curven) sind jedoch einfache Sinuscurven, welche durch die Neigungen der Plattform erzeugt sind.

Die Perioden dieser Neigungen und die der Galvanometerbewegung lassen sich aus der Figur ermitteln.

Es ergibt sich für die eine Curve

$$T_1 = 4,81$$

$$T = 4,85$$

und für die andere

$$T_1 = 2,96$$

$$T = 2,99.$$

Die Uebereinstimmung ist wiederum als eine sehr befriedigende zu bezeichnen.

Etwaige Unregelmässigkeiten der Curven lassen sich wohl durch secundäre Einflüsse, wie z. B. ungenügende Stabilität in der Aufstellung der Electromagnete, etwaige Unregelmässigkeiten in der Plattformbewegung und der Bewegung der Registriertrommel erklären.

Diese beiden letzten Curven auf der Fig. 49 zeigen also, dass bei zusammengesetzter Bewegung der Plattform nur die Neigungen derselben registriert werden, was in vollständigem Einklang mit der früher vorgeführten Theorie steht.

Die hier beschriebenen Versuche haben also in der That gezeigt, dass der abgeänderte Davison'sche Apparat wirklich im Stande ist, die Neigungen der Unterlage allein zu registrieren. Die Verschiebungen derselben üben auf diesen Apparat keinen Einfluss aus, folglich kann derselbe für seismometrische Beobachtungen zur Erforschung von Neigungen ganz gut verwendet werden.

Allein ist die Handhabung dieses Instrumentes ziemlich umständlich und compliciert, da dasselbe auf secundäre Einflüsse recht empfindlich ist.

Obgleich der Davison'sche Apparat in seiner hier beschriebenen abgeänderten Form, wie dies jetzt theoretisch und experimentell bewiesen ist, wirklich im Stande ist, die Neigungen allein zu registrieren, würde ich doch

diesen Apparat für seismometrische Zwecke kaum empfehlen können, da diese Aufgabe der Registrierung der Neigungen sich auf eine viel einfachere und übersichtlichere Weise verwirklichen lässt und zwar mit Hilfe von Apparaten, welche in der praktischen Seismometrie schon ihre volle Bürgerschaft errungen haben, nämlich mit Hilfe von Horizontal- oder Verticalpendeln.

Das Princip dieser neuen Beobachtungsmethode findet im nächsten Paragraphen seine Erläuterung.

§ 12.

Theorie des Doppelpendels.

Wir haben eben gesehen, dass der abgeänderte Davison'sche Apparat die Möglichkeit giebt, die Neigungen allein zu registrieren. Dies lässt sich jedoch auf eine viel einfachere Weise erzielen mit Hilfe eines besonderen Apparates, welchen ich Doppelpendel nennen werde.

Dasselbe besteht im Wesentlichen aus folgendem.

Denken wir uns ein bifilar aufgehängtes gewöhnliches Verticalpendel, dessen Schwingungsebene mit der zx -Ebene zusammenfällt, und dessen Schwerpunkt bei ruhendem Pendel sich auf der x -Axe befindet.

Bedeutet nun ξ_1 die relative Ablenkung des Pendels in Bezug auf sein Gestell, s_1 die Erhebung des Schwingungsmittelpunktes des Gewichtes über der xy -Ebene (siehe die Fig. 39) und l_1 die Pendellänge, so ergibt sich nach der Formel (233) folgende Differentialgleichung für die Bewegung desselben, wenn die Unterlage Verschiebungen x parallel der x -Axe und Neigungen ψ um die y -Axe ausgesetzt ist,

$$\xi_1'' + \frac{g}{l_1} \xi_1 + (x'' - g\psi) + s_1 \psi'' = 0.$$

Wollen wir noch das Pendel mit einer electromagnetischen Dämpfung und einer besonderen kleinen Spule zur electromagnetischen Registrierung der Bewegung desselben mit Hilfe eines aperiodischen Galvanometers versehen, wie dies ausführlich in § 17 meines früheren Aufsatzes¹⁾ «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen» beschrieben ist.

¹⁾ L. c.

Bedeutet nun ε_1 die entsprechende Dämpfungsconstante und setzen wir

$$\theta_1 = \frac{\xi_1}{l_1}$$

und

$$n_1^2 = \frac{g}{l_1},$$

so gilt folgende definitive Differentialgleichung für die Bewegung des Pendels

$$\theta_1'' + 2\varepsilon_1 \theta_1' + n_1^2 \theta_1 + \frac{1}{l_1} \{x'' - g\psi\} + \frac{s_1}{l_1} \psi'' = 0. \dots (296)$$

Bei Anwendung der electromagnetischen Registrierung mit Hilfe eines aperiodischen Galvanometers wird, wie ich im § 6 meines eben erwähnten Aufsatzes bewiesen habe, der Ablenkungswinkel φ_1 des Galvanometers folgender Differentialgleichung genügen:

$$\varphi_1'' + 2\varepsilon_0 \varphi_1' + n_0^2 \varphi_1 + k_1 \theta_1' = 0, \dots (297)$$

wo ε_0 und n_0^2 die entsprechenden Constanten des Galvanometers bedeuten, wobei $\varepsilon_0 \geq n_0$ sein soll.

k_1 ist eine Constante, welche von den constructiven Eigenschaften beider Instrumente und der Stromstärke im entsprechenden Electromagnet unmittelbar abhängt.

Die Bedeutung dieser Grösse wird durch die Formel (61) meiner Abhandlung «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen» festgestellt.

Denken wir uns weiter ein zweites ganz ähnliches Verticalpendel in derselben Weise wie das erste aufgestellt, aber in einer anderen Erhebung über der xy -Ebene, etwa s_2 statt s_1 .

Durch einfache Vertauschung der Indices in den Gleichungen (296) und (297) bekommt man für dieses zweite Pendel folgende zwei Gleichungen:

$$\theta_2'' + 2\varepsilon_2 \theta_2' + n_2^2 \theta_2 + \frac{1}{l_2} \{x'' - g\psi\} + \frac{s_2}{l_2} \psi'' = 0 \dots (298)$$

und

$$\varphi_2'' + 2\varepsilon_0 \varphi_2' + n_0^2 \varphi_2 + k_2 \theta_2' = 0. \dots (299)$$

Verbinden wir jetzt die Registrierspulen beider Pendel mit dem Galvanometer in der Weise, dass bei gleicher Verschiebung der Pendel die Inductionströme in entgegengesetzten Richtungen durch die Windungen

des Galvanometers laufen. Ausserdem machen wir beide Pendel ganz isochron und gleichen wir die Dämpfungsconstanten ϵ_1 und ϵ_2 und die Werthe der Constanten k_1 und k_2 ab, was praktisch, wie wir weiter sehen werden, nicht schwer zu bewerkstelligen ist.

Setzen wir dementsprechend

$$l_1 = l_2 = l,$$

also

$$n_1^2 = n_2^2 = n^2$$

und

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon,$$

$$k_1 = k_2 = k,$$

ferner

$$\theta_1 - \theta_2 = \theta$$

und

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi,$$

wo φ den resultierenden Ausschlag des Galvanometers bedeutet, so ergeben sich, wenn man die Gleichung (298) von (296) und die Gleichung (299) von (297) subtrahiert, folgende zwei definitive Beziehungen:

$$\theta'' + 2\epsilon\theta' + n^2\theta + \frac{s_1 - s_2}{l}\psi'' = 0 \dots\dots\dots(300)$$

und

$$\varphi'' + 2\epsilon_0\varphi' + n_0^2\varphi + k\theta' = 0. \dots\dots\dots(301)$$

Diese Gleichungen zeigen ganz deutlich, dass θ , folglich auch die gemessene Grösse φ ganz unabhängig von irgend welchen Verschiebungen ist und nur von der Neigung ψ abhängt.

Dieser Apparat liefert also die Möglichkeit, die Neigungen allein zu registrieren und zwar in sehr einfacher und übersichtlicher Weise.

Derselbe bietet noch andere Vortheile dar.

Erstens können beide Pendel ganz unabhängig von einander aufgestellt werden und zwar auf sehr verschiedenen Höhen, was sehr empfehlenswerth ist, da mit wachsender Differenz $s_1 - s_2$ die Empfindlichkeit des Apparats zunimmt. Man könnte etwa eine und dieselbe Wand des Gebäudes der seismometrischen Station benutzen und ein Pendel oben und das andere unten aufstellen.

Zweitens können die Pendel in einem getrennten Local von dem registrierenden Theil (Galvanometer und Trommel), etwa in einem anderen Gebäude aufgestellt werden, was in manchen Fällen sehr bequem werden kann.

Drittens kann die Empfindlichkeit des Apparates durch Vermehrung der Stromstärke in den Electromagneten, in deren Feldern die Registrierspulen sich bewegen, in beliebigem Maasse vergrössert werden.

Zu demselben Zweck und mit demselben Erfolge könnte man, statt zweier Verticalpendel, zwei Horizontalpendel benutzen. Auch in diesem Falle behalten die Gleichungen (300) und (301) ihre Gültigkeit mit dem einzigen Unterschiede, dass statt n^2 in der Gleichung (300) $n^2 i_0$ einzusetzen wäre, wo i_0 die Neigung der Drehungsaxe des Horizontalpendels in Bezug auf die Verticalaxe bedeutet. Durch Anwendung von Horizontalpendeln wird bekanntlich die Empfindlichkeit der Registrierung in hohem Maasse vergrössert.

Die gestellte Aufgabe, nämlich einen solchen Apparat zu construiren, welcher ermöglicht, die Neigungen allein zu registrieren, findet also durch das oben beschriebene Doppelpendel ihre Lösung.

φ ist die gemessene Grösse. Ihre Abhängigkeit von der Zeit t ist also graphisch bekannt. Wollen wir nun sehen, wie aus ihr ψ als Function der Zeit t zu ermitteln ist.

Am Anfang einer Erderschütterung, also für $t = 0$, kann $\psi = 0$ gesetzt werden. In diesem Moment sei die erste Derivierte von ψ gleich ψ'_0 . ψ'_0 ist unbekannt.

Für $t = 0$ wird ebenfalls $\theta_0 = 0$ und $\varphi_0 = 0$. Was nun θ'_0 anbelangt, so ergibt es sich aus der Gleichung (300) in ganz ähnlicher Weise, wie dies in § 2 geschah.

Es wird nämlich

$$\theta'_0 = - \frac{s_1 - s_2}{l} \psi'_0. \dots\dots\dots (302)$$

φ_0 kann, wie dies im § 8 meiner früheren Abhandlung «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen» bewiesen wurde, einfach gleich Null gesetzt werden.

Man erhält also durch gliedweise Integration der Gleichung (301) zwischen den Grenzen 0 und t folgenden Ausdruck:

$$\theta = - \frac{1}{k} \left[\varphi' + 2\epsilon_0 \varphi + n_0^2 \int_0^t \varphi dt \right] = F(t). \dots\dots\dots (303)$$

θ als Function von t kann also als bekannt angesehen werden.

Durch eine ähnliche Behandlung der Gleichung (300) folgt unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen und der Beziehung (302)

$$\psi = -\frac{l}{s_1 - s_2} \left[\theta + 2\varepsilon \int_0^t \theta dt + n^2 \int_0^t dt \int_0^t \theta dt \right] = f(t). \dots (304)$$

Da θ als Function von t als bekannt anzusehen ist, so lässt sich aus dieser Gleichung die Function $f(t)$ ermitteln, also die Neigung ψ in ihrer Abhängigkeit von der Zeit bestimmen.

Wollen wir nun noch den Specialfall besprechen, wo ψ sich mit der Zeit ändert, etwa nach dem Gesetze

$$\psi = \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma).^1)$$

Der Allgemeinheit halber haben wir auch eine anfängliche Phase γ eingeführt.

Die Periode dieser Bewegung wird

$$T_1 = \frac{2\pi}{n_1}.$$

Wir können dann schreiben

$$\theta'' + 2\varepsilon \theta' + n^2 \theta - n_1^2 \frac{s_1 - s_2}{l} \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma) = 0. \dots (305)$$

Setzen wir abermals voraus, um den Einfluss der Eigenbewegung der Pendel möglichst zu vermeiden, dass dieselben aperiodisch sind. Dementsprechend wird

$$\varepsilon \geq n.$$

Dann ergibt sich durch Integration der Gleichung (305) bei Vernachlässigung von Gliedern, welche schon für sehr kleine Werthe von t verschwinden,

$$\theta = -\frac{n_1^2}{\sqrt{R}} \cdot \frac{s_1 - s_2}{l} \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma + \Delta), \dots (306)$$

wo R und Δ durch die Formeln (290) gegeben sind.

Daraus folgern wir

$$\theta' = -\frac{n_1^2}{\sqrt{R}} \cdot \frac{s_1 - s_2}{l} \psi_0 \cos(n_1 t + \gamma + \Delta)$$

¹⁾ Man vergleiche die Gleichung (286).

Bringen wir diesen Werth von θ' in die Gleichung (301) ein, so wird

$$\varphi'' + 2\varepsilon_0 \varphi' + n_0^2 \varphi - k \frac{n_1^2}{\sqrt{R}} \cdot \frac{s_1 - s_2}{l} \cdot \psi_0 \cos(n_1 t + \gamma + \Delta) = 0. \dots (307)$$

Setzen wir nun

$$\nu_1 = \varepsilon_0 + \alpha_0$$

$$\nu_2 = \varepsilon_0 - \alpha_0$$

$$\alpha_0 = + \sqrt{\varepsilon_0^2 - n_0^2},$$

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= (n_1^2 + \nu_1^2) (n_1^2 + \nu_2^2) \\ \operatorname{tg} \Delta_1 &= \frac{n_1^2 - n_0^2}{2\varepsilon_0 n_1} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (308)$$

und integrieren die Gleichung (307), so resultiert, wiederum bei Vernachlässigung von Gliedern, welche schon für kleine Werthe von t verschwinden,

$$\varphi = k n_1 \frac{n_1^2}{\sqrt{R}} \cdot \frac{s_1 - s_2}{l} \cdot \frac{1}{\sqrt{R_1}} \cdot \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma + \Delta - \Delta_1),$$

oder, wenn

$$\mathfrak{A} = k n_1 \frac{n_1^2}{\sqrt{R}} \cdot \frac{s_1 - s_2}{l} \cdot \frac{1}{\sqrt{R_1}} \dots \dots \dots (309)$$

gesetzt wird,

$$\varphi = \mathfrak{A} \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma + \Delta - \Delta_1). \dots \dots \dots (310)$$

Wir sehen also, dass dem Galvanometer eine ähnliche periodische Bewegung, wie für ψ zukommt.

Die Periode der Bewegung ist genau dieselbe. Die Amplitude erhält nur den Zahlenfactor $\mathfrak{A}$; ausserdem wird die anfängliche Phase etwas geändert.

Setzen wir wiederum den Grenzfall voraus, nämlich, dass

$$\varepsilon = n$$

und

$$\varepsilon_0 = n_0$$

ist, was praktisch sehr leicht zu bewerkstelligen ist und bei den weiter mitzutheilenden Versuchen wirklich stattfand, dann wird

$$\mathfrak{A} = k n_1 \frac{s_1 - s_2}{l} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{n}{n_1}\right)^2} \cdot \frac{1}{n_1^2 + n_0^2} \dots \dots \dots (311)$$

Der beschriebene Apparat wird um so empfindlicher, je grösser $\mathfrak{A}$ wird. Es lohnt sich folglich k und $\frac{s_1 - s_2}{l}$ gross zu wählen.

n_1 steht uns nicht zur Verfügung, wohl aber n und n_0 .

Um $\mathfrak{A}$ zu vergrössern, müssen n und n_0 klein gewählt werden, d. h. die Eigenperioden (ohne Dämpfung) der Pendel und des Galvanometers müssen möglichst gross gewählt werden. In dieser Hinsicht sind für diesen Apparat Horizontalpendel den Vertikalpendeln vorzuziehen.

Das in diesem § beschriebene verticale Doppelpendel wurde nun vom Mechaniker des physikalischen Laboratoriums der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften zu St.-Petersburg Herrn Masing construirt und auf der beweglichen Plattform untersucht, wobei dasselbe, entsprechend der hier vorgeführten Theorie, sich sehr gut bewährt hat, wie wir es im nächsten § sehen werden.

§ 13.

Versuche mit dem Doppelpendel auf der Untersuchungsplattform.

Die zu diesen Versuchen benutzten zwei Verticalpendel wurden an einem gemeinsamen hohen Gestell befestigt, das eine über dem anderen.¹⁾

Statt jedes Pendel bifilar an Drähten aufzuhängen, wurde das Gewicht jedes Pendels an einem besonderen Rahmen befestigt, welcher mit Hilfe zweier flacher, federartiger, metallischer Streifen an zwei Querstücken auf den Säulen des Gestells angebracht wurde.

Durch diese Vorrichtung werden die Seitenbewegungen der Pendel möglichst vermieden.

An dem Gewichte jedes Pendels wurde von unten ein Stab in der Richtung der Pendelbewegung angebracht. Derselbe trug an einem Ende eine dämpfende Kupferplatte und auf dem anderen eine kleine flache Spule mit einer sehr grossen Anzahl von Windungen. Platte und Spule ragten theilweise in das möglichst homogene Feld je eines besonderen Electromagnetes hinein, so dass bei diesen Versuchen im Ganzen 4 Electromagnete verwendet wurden.

Die Figur (50) giebt eine allgemeine Ansicht des Doppelpendels, ohne die oberen Electromagnete.

¹⁾ In Wirklichkeit für eigentliche Beobachtungszwecke können sie ganz getrennt von einander aufgestellt werden, was viel vortheilhafter ist.

Fig. 50

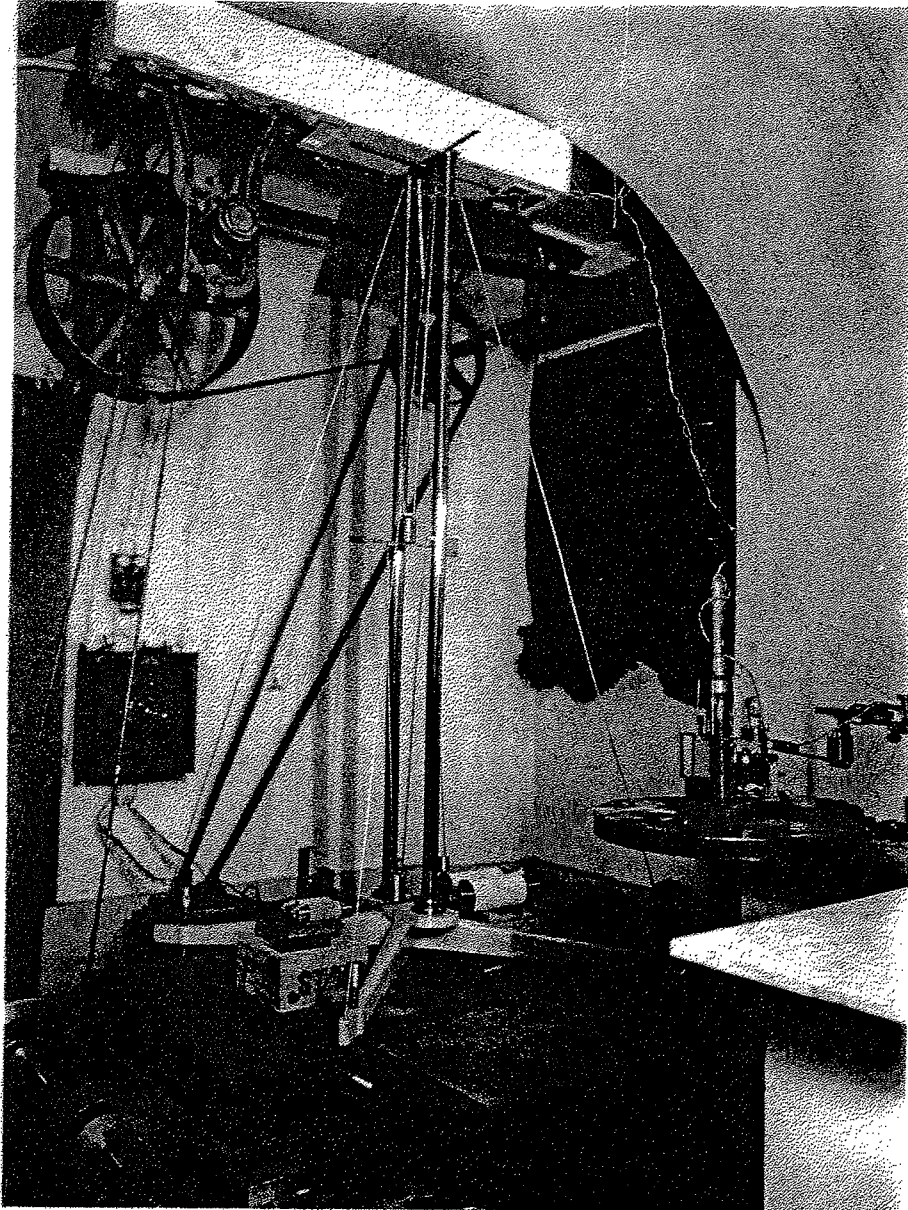
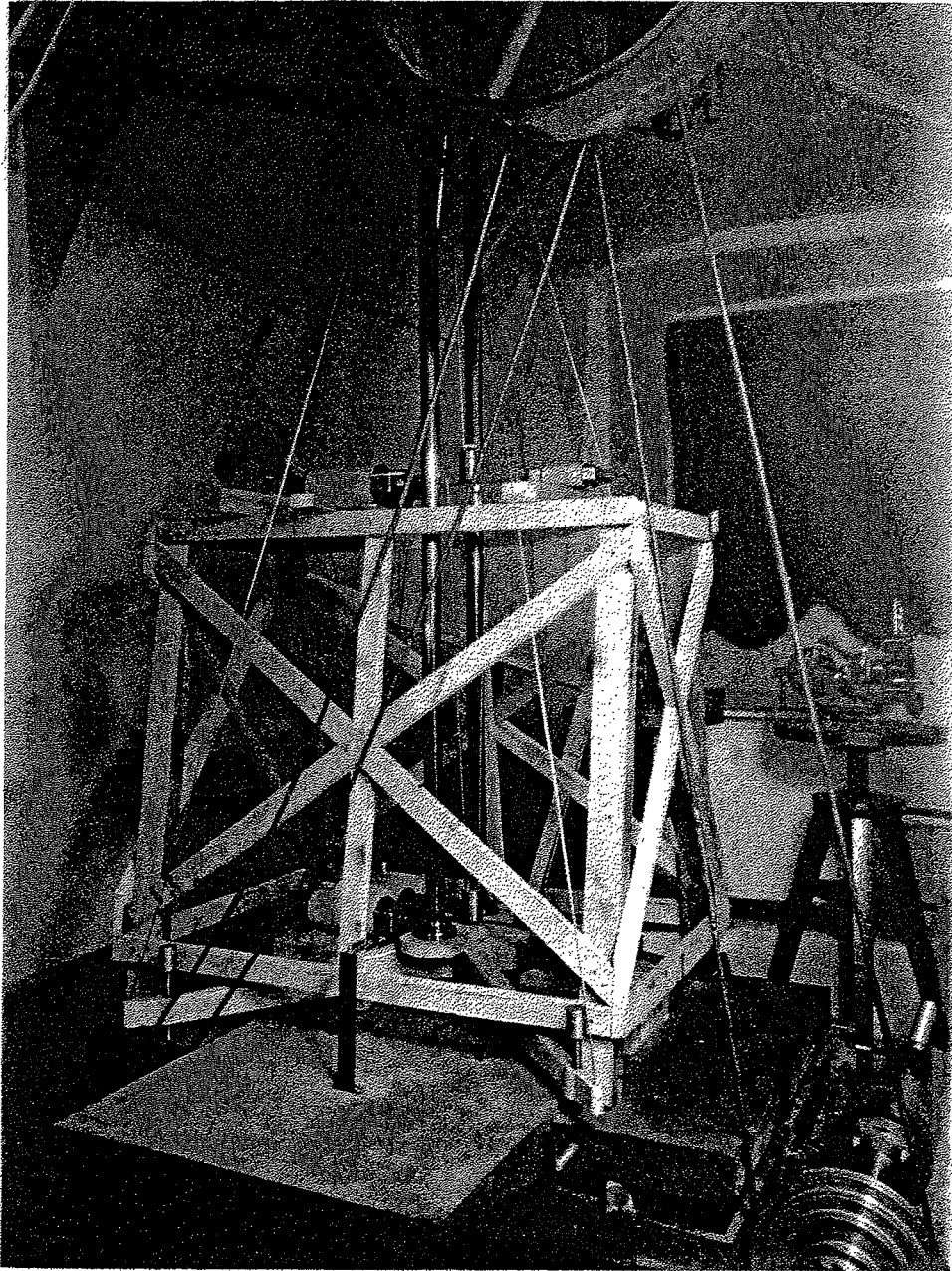


Fig. 51



Auf der folgenden Fig. (51) ist eine Aufnahme des Instruments auf der Untersuchungsplattform wiedergegeben.

Das auf derselben sichtbare Holzwerk diente zur Stützung der oberen Electromagnete.

Jedes Pendelgewicht wurde von oben mit einem Stift mit Gewinde versehen, auf welchem eine Scheibe auf- und niedergeschraubt werden konnte, um die Perioden genau ausgleichen zu können.

Bei diesen Versuchen wurde die totale Periode beider Pendel

$$T = 2,01.$$

Das aperiodische Galvanometer und die Registriertrommel befanden sich auf besonderen festen Tischen.

Die entsprechenden Registriereinrichtungen wurden ganz analog denjenigen, welche ich früher verwendet und ausführlich in meinem Aufsatz «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen» beschrieben habe. Ich brauche also auf dieselben hier nicht näher einzugehen.

In den Stromkreisen der Electromagnete und am Galvanometer wurden Rheostate eingeschaltet, welche ermöglichten, die Dämpfungsconstanten und die Werthe von k_1 und k_2 auszugleichen. Ausserdem wurden die Widerstände so reguliert, dass

$$\varepsilon = n$$

und

$$\varepsilon_0 = n_0$$

war.

Dies ist praktisch sehr leicht zu erreichen.

Die Stromstärke in den dämpfenden Electromagneten betrug etwa 5 Amp. und die in den beiden anderen zur Registrierung benutzten etwa 2 Amp.

Ausser der Bewegung der Galvanometerspule wurde noch auf der Registriertrommel mit Hilfe eines festen Spiegels die Nulllinie aufgeschrieben. Vor diesem Spiegel wurde jede Secunde ein kleiner Schirm mit Hilfe eines besonderen kleinen Electromagnets angezogen, wodurch die Nulllinie kleine Unterbrechungen erfahren hat, welche die Secunden direct angaben.

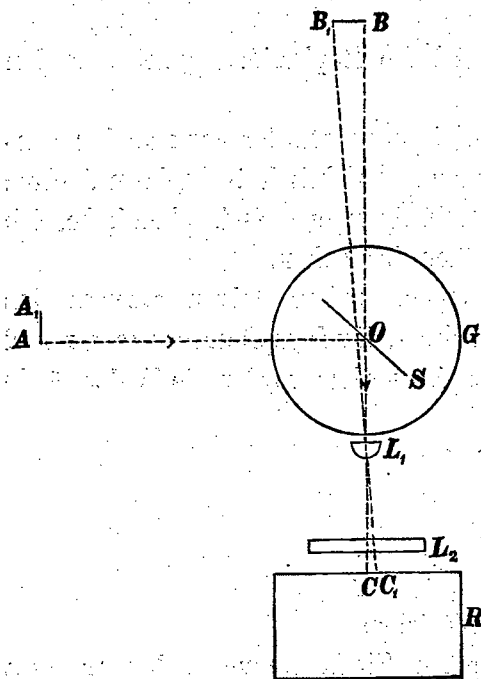
Die Bewegung der Plattform selbst wurde in folgender Weise auf derselben Trommel aufgeschrieben.

An der Plattform wurde über der Drehungsaxe derselben eine verticale Stange angebracht und an ihrem oberen Ende eine kleine Glühlampe mit geradem, verticalen Kohlenfaden befestigt. Bei Verschiebungen und Neigungen der Plattform bewegt sich die Lampe hin und her.

Diese Lampe wurde von einem cylindrischen Schirm umgeben, welcher einen Schlitz hatte. Vor diesem Schlitz wurde ein kleines Rohr aus Pappe mit rechteckigem, verlängertem Querschnitt senkrecht zur Richtung der Plattformbewegung angebracht, welches die von der Lampe ausgehenden Strahlen begrenzte.

Diese Strahlen AO (siehe die Fig. 52) fielen auf einen um 45° geneigten und auf dem Galvanometer G aufgestellten Spiegel S , wurden auch OC reflectiert und mit Hilfe zweier cylindrischer Linsen L_1 und L_2 ,¹⁾

Fig. 52.



von welchen die eine vertical und die andere horizontal stand, zu einem Lichtpunkte C auf der Registriertrommel R concentriert. Bei normaler Lage der Plattform muss dieser Punkt auf der Nulllinie sich befinden.

Wenn bei Verschiebung oder Neigung der Plattform der Lichtpunkt A sich etwa nach A_1 bewegt, so verschiebt sich sein Bild von B nach B_1 und der entsprechende Lichtpunkt C auf der Trommel wird nach C_1 rücken. Auf diese Weise lässt sich sehr leicht auf derselben Trommel nicht nur die Bewegung der Galvanometerspule (dazu muss man eine besondere Lampe benutzen), sondern auch die Bewegung der Plattform selbst registrieren.

Bedeutet nun s_0 die Erhebung der Mitte des Spiegels S über der Drehungsaxe der Plattform, so wird die Ablenkung ξ eines Punktes der Glühlampe, dessen Erhebung über der Drehungsaxe der Plattform die gleiche ist, von seiner Gleichgewichtslage sich folgendermaassen ausdrücken:

$$\xi = x + s_0 \psi,$$

worin x die Verschiebung und ψ die Neigung der Plattform bedeutet.

x und ψ sind dabei beide periodische Functionen der Zeit.

Ist nur eine dieser Bewegungen vorhanden, so wird der entsprechende Lichtpunkt C eine einfache Sinuscurve auf der Trommel aufschreiben. Finden aber beide Bewegungen zugleich statt, so ergibt sich, da jede Bewegung

¹⁾ Diese Linsen dienten auch zugleich zur Registrierung der Galvanometerbewegung.

ganz unabhängig von den anderen ist, eine doppelte Sinuscurve mit zwei Perioden, welche den Perioden von x und ψ entsprechen.

Wir können nun setzen

$$x = x_0 \sin (n_2 t + \gamma')$$

$$\psi = \psi_0 \sin (n_1 t + \gamma).$$

Die Periode der Verschiebung wird

$$T_2 = \frac{2\pi}{n_2}$$

und die der Neigung

$$T_1 = \frac{2\pi}{n_1}.$$

Bei meiner Plattform war nun

$$x_0 = 6,4 \text{ m/m}$$

$$\psi_0 = 0^\circ 17' 57''$$

$$s_0 = 84,4 \text{ cm.}$$

und

$$s_1 - s_2 = 104,4 \text{ cm.}$$

Aus der Periode der Pendel $T = 2,01$ erhält man noch

$$n = \varepsilon = 3,126,$$

$$l = 100,5 \text{ cm.}$$

und

$$\frac{s_1 - s_2}{l} = 1,039.$$

Für das Galvanometer haben wir

$$n_0 = \varepsilon_0 = 0,423. ^1)$$

Nach diesen Bemerkungen wollen wir zu der Betrachtung der unter verschiedenen Bedingungen erhaltenen Curven übergehen. ²⁾

¹⁾ Siehe «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen», L. c. § 15.

²⁾ Bei diesen Versuchen war die Länge einer Secunde auf der Registriertrommel im Mittel gleich 6,1 m/m.

Die beiden Curven auf der Fig. (53)¹⁾ entsprechen dem Fall, wo die Plattform nur Verschiebungen ausgesetzt war. Bei der unteren Curve war die Periode dieser Verschiebung

$$T_2 = 5;10$$

und bei der oberen

$$T_2 = 7;69.$$

Was nun das Galvanometer anbelangt, so blieb dasselbe in Ruhe, wie dies aus der Figur zu ersehen ist, da die in diesem Fall vom Galvanometer gezeichnete Linie mit der Nulllinie zusammenfällt und kaum von ihr zu unterscheiden ist.

Wäre der Stromkreis einer der beiden Registrierspulen bei den Pendeln unterbrochen, so würde die andere Spule bei Bewegung der Pendel unter dem Einflusse der Verschiebungen der Plattform dem Galvanometer recht beträchtliche Ausschläge ertheilen, wie dies auf der Fig. (54) zu ersehen ist, wo die innere Curve der Plattformbewegung und die äussere der Galvanometerbewegung entspricht. Die Perioden dieser beiden Curven sind genau dieselben und zwar gleich 5;15.

Die Amplituden der äusseren Curve sind sehr gross, folglich ist die Compensation beider Spulen als eine sehr vollkommene zu betrachten.

Dieser Versuch beweist am deutlichsten, dass es wirklich möglich ist, mit Hilfe zweier Pendel und zweier Spulen den Einfluss der Verschiebungen vollständig zu eliminieren.

Die beiden folgenden Figuren (55) und (56) entsprechen dem Fall, wo die Plattform nur Neigungen ausgesetzt war. Die beiden inneren Curven geben die Plattformbewegung und die äusseren die Bewegung des Galvanometers wieder.

Ein Blick auf diese Curven lässt sofort erkennen, dass der Charakter der Galvanometerbewegung genau dem der Plattformbewegung entspricht. Die Perioden der Galvanometer- und der Plattformbewegung sind genau dieselben, und zwar bei der Curve (Fig. 55) $T_1 = 3;75$ und bei der Curve (Fig. 56) $T_1 = 2;58$. Wir sehen auch, dass die Amplituden der äusseren Curven bedeutend grösser, als die der inneren sind, folglich wird die Empfindlichkeit der Registrierung entsprechend grösser sein.

Am interessantesten sind aber die Curven, welche auf den Figuren 57 und 58 dargestellt sind.

In diesem Falle war die Plattform Verschiebungen und Neigungen zugleich ausgesetzt, wie dies aus der verzerrten Form der inneren Curven

¹⁾ Siehe Seite 118.

Fig. 55.

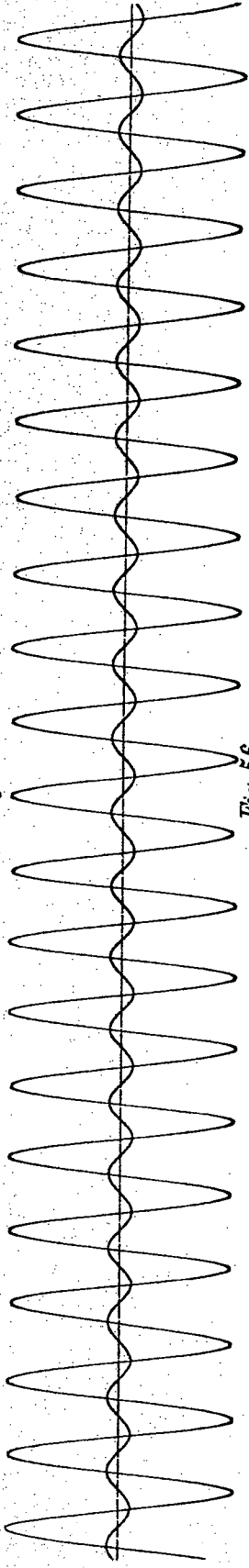


Fig. 56.

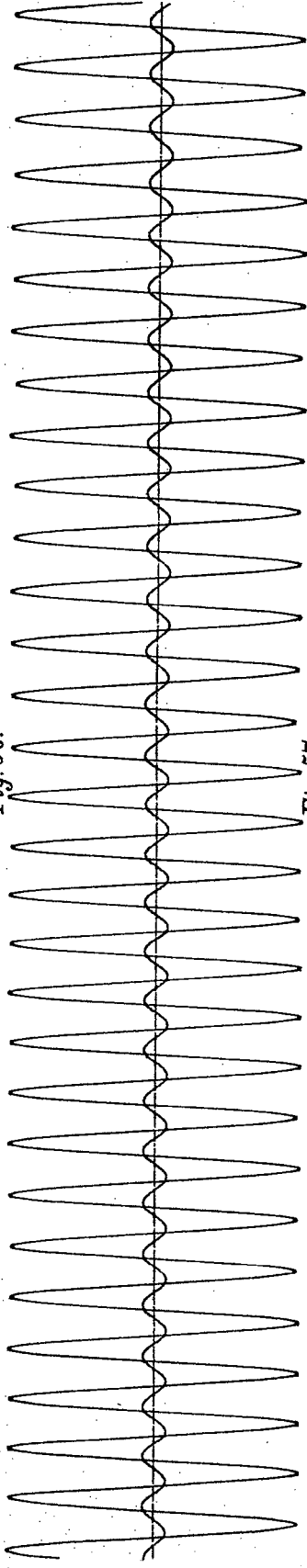


Fig. 57.

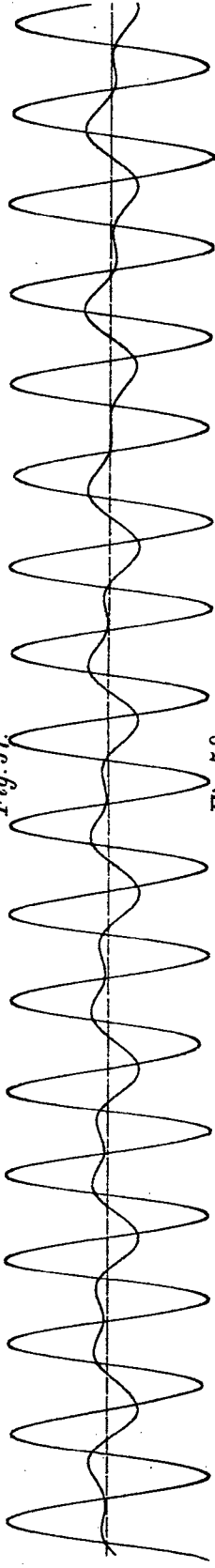
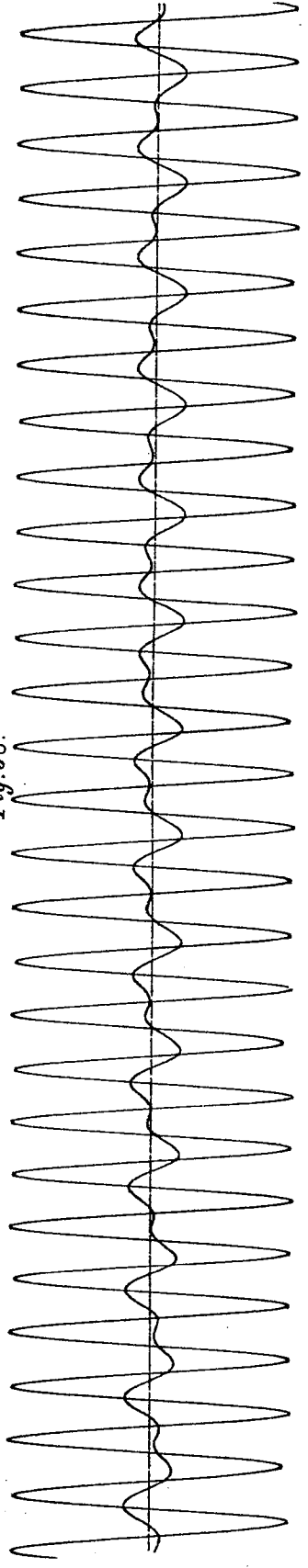


Fig. 58.



ersichtlich ist, die eine doppelte Sinuscurve mit den Perioden T_1 (Neigung) und T_2 (Verschiebung) darstellt.

Diese Perioden wurden direct mit Hilfe eines Löbner'schen Secundenzählers ermittelt.

Es ergab sich im Mittel aus 10 Bestimmungen für jede Periode: bei der Fig. 57

$$T_1 = 4;31$$

$$T_2 = 8;96;$$

bei der Fig. 58

$$T_1 = 2;70$$

$$T_2 = 5;24.$$

Nun aber sind, wie aus den Figuren zu ersehen ist, die Galvanometercurven in beiden Fällen einfache Sinuscurven, welche nur den Neigungen der Plattform entsprechen.

Die entsprechenden Perioden T_1' ergeben sich direct aus der Figur und zwar ist für die Figur 57

$$T_1' = 4;32$$

und für die Figur 58

$$T_1' = 2;70.$$

Diese Perioden stimmen bis auf 0;01 mit den direct ermittelten Perioden der Neigung der Plattform überein.

Wir sehen also, dass unser Doppelpendel, obgleich die Plattform eine complicierte Bewegung ausführt, nur auf die Neigungen reagirt und nur diese auf der Trommel aufschreibt.

Bis jetzt haben wir nur diejenigen Fälle besprochen, wo die Bewegung der Plattform eine regelmässige war.

Wollen wir nun aber sehen, was stattfindet, wenn diese Bewegung eine unregelmässige ist. Eine solche lässt sich der Plattform direct mit der Hand ertheilen.

Die folgende Fig. 59 entspricht dem Fall, wo die Plattform regelmässigen Verschiebungen mit der Periode $T_2 = 5;57$ ausgesetzt war (siehe das Ende der Curve) und alsdann ihr unregelmässige Neigungen ertheilt wurden.

Am Anfang blieb das Galvanometer in Ruhe; fing man aber an die Plattform zu schaukeln (siehe die innere Curve), so bekam das Galvanometer

sofort entsprechende Ausschläge. Hörte jedoch dieses Schaukeln auf, so verblieb die Galvanometerspule in Ruhe (Ende der Curve), obgleich die Verschiebungen der Plattform immer noch vorhanden waren.

Die folgende Fig. 60 entspricht dem Fall, wo die Plattform nur unregelmässige Neigungen erfuhr. Die äussere Curve zeigt sehr deutlich, mit welcher Empfindlichkeit das Galvanometer auf dieselben reagirt.

Bei der nächsten Fig. 61 war die Plattform regelmässigen Neigungen ausgesetzt und alsdann wurden ihr unregelmässige Verschiebungen ertheilt (Verzerrung der inneren Curve). Wir sehen, dass die Galvanometercurve nur diese regelmässigen Neigungen mit fast genau derselben Periode wiedergibt und ganz und gar unempfindlich für die unregelmässigen Verschiebungen verbleibt.

Zum Schluss sind auf der folgenden Fig. 62 zwei Curven angegeben, welche dem Fall entsprechen, wo die Plattform nur unregelmässigen Verschiebungen ausgesetzt wurde.

Wir sehen, dass in diesem Fall das Galvanometer ebenfalls gewissermaassen in Ruhe verblieb. Wenn sehr kleine Schwankungen desselben sich auf der Figur noch erkennen lassen, so sind sie ohne Zweifel auf die Eigenschwingungen des sehr hohen Gestells, auf welchem die Pendel befestigt waren, und auf die Erschütterung der oberen Elektromagnete zurückzuführen. Bei passender Aufstellung der Pendel auf einer und derselben Wand würden diese kleinen Störungen wahrscheinlich ganz fortfallen.

Diese Versuche bestätigen also in unzweifelhafter Weise die früher vorgeführte Theorie und beweisen, dass ein passend compensiertes Doppelpendel sich als ein zur Erforschung der Neigungen wirklich geeignetes Instrument erweist.

Der Vortheil der electromagnetischen Registrierung besteht nicht nur darin, dass man mit Hilfe derselben die Wirkung der Verschiebungen gänzlich eliminieren kann, sondern, dass man dabei die Empfindlichkeit der Registrierung in beliebigem Maasse vergrössern kann.

Diese Frage habe ich im § 19 meiner Abhandlung «Zur Methodik der seismometrischen Beobachtungen» besprochen, es mögen aber hier noch einige weitere Versuche über diesen Gegenstand mitgetheilt werden.

Diese Versuche wurden nicht mit dem Doppelpendel, sondern mit einem gewöhnlichen Zöllner'schen periodischen Horizontalpendel ausgeführt. An dem Arm desselben wurde ein kleiner Spiegel angebracht und die Bewegung des Pendels direct auf der drehbaren Trommel registriert. Neben dieser Curve wurde die Galvanometerbewegung ebenfalls aufgeschrieben, so dass man durch einen unmittelbaren Vergleich beider Ausschläge einen directen

Fig. 59.

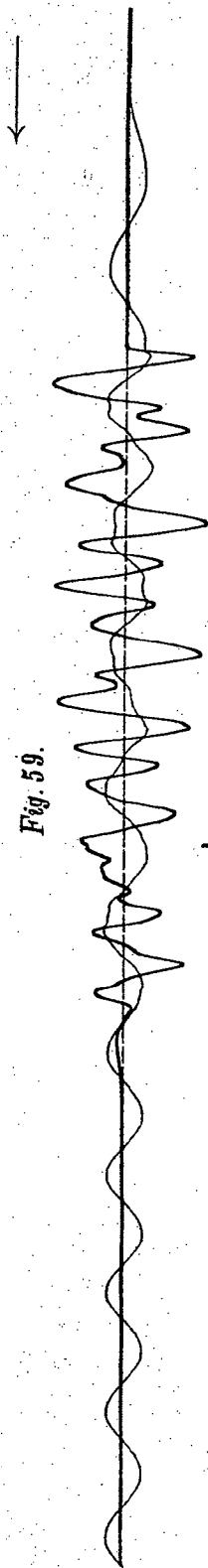


Fig. 60.

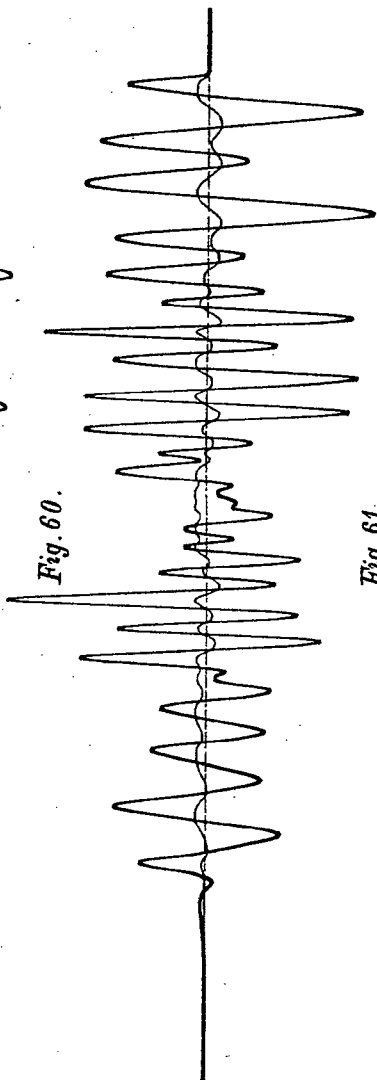


Fig. 61.

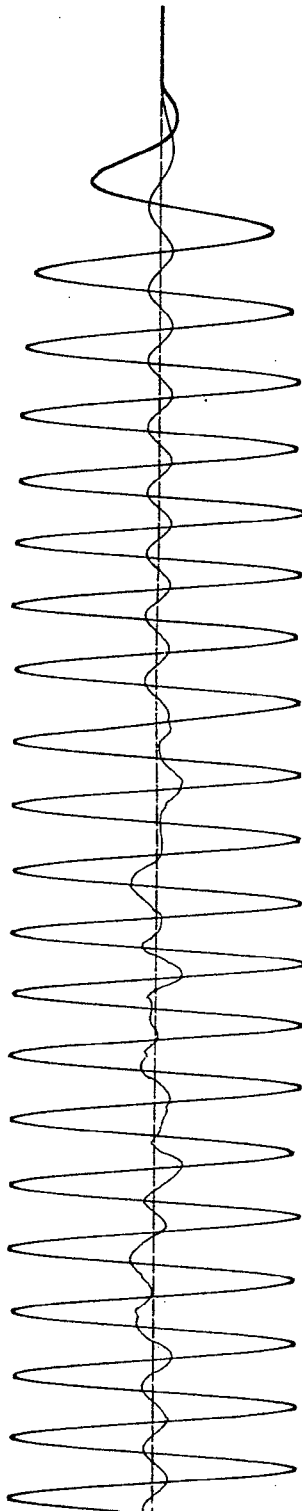
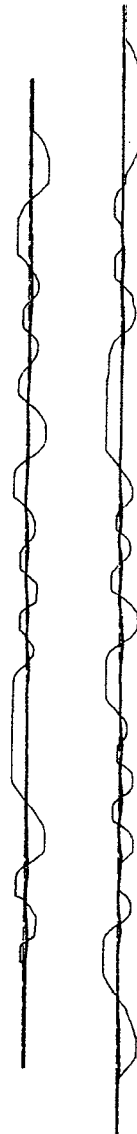


Fig. 62.



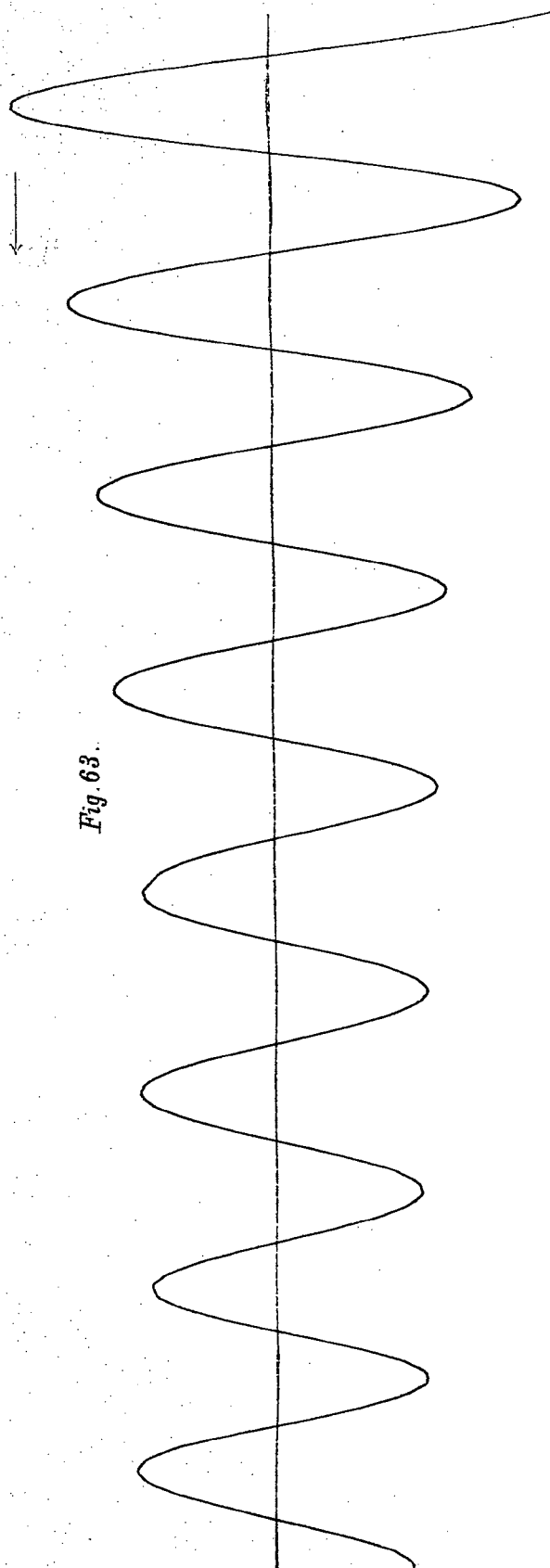


Fig. 63.

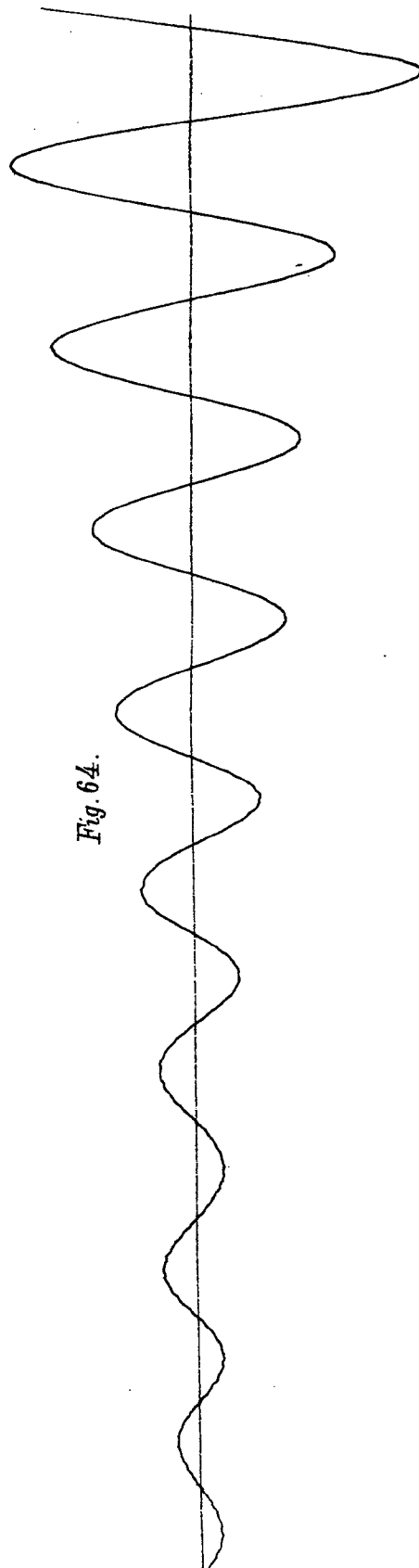


Fig. 64.

Schluss in Bezug auf das entsprechende Vergrößerungsverhältniss ziehen kann.

Auf den folgenden Figuren 63 und 64 sind zwei solcher Aufnahmen wiedergegeben.

Im ersten Fall war die Dämpfung des Pendels eine sehr geringe, im zweiten aber war dieselbe etwas verstärkt.

Wir sehen aus diesen Curven, dass die Pendelcurve sehr kleine Amplituden hat und kaum von der Nulllinie abweicht, während die Galvanometercurve einen sehr ausgeprägten Charakter trägt mit ganz beträchtlichen Amplituden der Ausschläge.

Bei der Fig. 64 sieht man noch, dass am Ende der Curve das Pendel ganz in Ruhe zu verbleiben scheint, aber die Galvanometercurve beweist am deutlichsten, dass die Pendelschwingungen immer noch fortbestehen, obgleich dieselben nicht mehr bemerkbar sind. Dass diese Schwingungen der Galvanometerspule wirklich den microscopischen Bewegungen des Pendels entsprechen und nicht etwa der Eigenbewegung der Galvanometerspule, geht unmittelbar aus der Thatsache hervor, dass das Galvanometer aperiodisch war und folglich an und für sich keine Schwingungen ausführen konnte.

Bei diesen Versuchen war das Verhältniss der Amplituden der Ausschläge der Galvanometer- und Pendelcurven etwa gleich 144.

Es lässt sich aber in dieser Hinsicht mit allergrösster Leichtigkeit eine viel grössere Empfindlichkeit erzielen.

Es wurden noch in der That in einem anderen Falle die Ausschläge des Pendels und des Galvanometers direct mit Hilfe von zwei Fernrohren und Scalen verfolgt. In dieser Weise kann man sofort das Verhältniss der Winkelausschläge beider Instrumente bekommen.

Es ergab sich im Mittel aus einer Reihe solcher Beobachtungen für das directe Verhältniss der an den Scalen gemessenen Ausschläge die Zahl 95. Nun war aber die Entfernung der Scala von dem Spiegel

$$\text{beim Pendel} \quad D = 3320 \text{ m/},$$

$$\text{beim Galvanometer} \quad D_1 = 950 \text{ m/}.$$

Daraus folgt für das Verhältniss $\frac{\varphi}{\theta}$ der Ausschläge des Galvanometers und des Pendels

$$\frac{\varphi}{\theta} = 332.$$

Dies ist schon eine recht beträchtliche Vergrößerung, die bei einer Stromstärke von 1,6 Amp. im Electromagnet und bei einer bedeutenden Dicke der Spule erzielt wurde. Durch Vergrößerung der Stromstärke

und günstige Construction der Spule (möglichst dünn) kann ohne Schwierigkeit dieses Verhältniss noch weiter vermehrt werden, wenn man bedenkt, wie rasch die Feldstärke mit der Verminderung der Entfernung der Polschuhe von einander zunimmt.

Es ergab sich ausserdem, dass bei einer Entfernung des Galvanometer-
spiegels von der Scala, oder, was auf dasselbe hinauskommt, von der Regi-
striertrommel von nur 1 Meter eine Drehung des Pendels um 1" schon
3,2 $\frac{m}{m}$ auf der Trommel entspricht.

Eine solche Vergrösserung kann für practische Zwecke als ganz aus-
reichend bezeichnet werden.

Bei einem Doppelpendel hat man mit der Differenz der Ausschläge
zweier Pendel zu thun. Diese Differenz wird bei einer harmonischen Be-
wegung der Unterlage durch die Gleichung (306) gegeben.

Nehmen wir wiederum den Grenzfall an, wo die Dämpfungsconstante ϵ
des Pendels gleich der Constante n wird. Dann ergibt sich aus der ersten
der Gleichungen (290) unter Berücksichtigung der Beziehungen (288)

$$\sqrt{R} = n_1^2 + n^2,$$

folglich wird

$$\theta = - \frac{1}{1 + \frac{n^2}{n_1^2}} \cdot \frac{s_1 - s_2}{l} \cdot \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma + \Delta). \dots\dots (312)$$

Um θ möglichst gross zu machen, muss n^2 sehr klein sein, folglich
lohnt es sich für Neigungsbeobachtungen Horizontalpendel zu benutzen.

Der Factor $\frac{s_1 - s_2}{l}$ steht uns ebenfalls zur Verfügung. Folglich kann
durch Vermehrung desselben ebenfalls die Empfindlichkeit der Registrierung
erhöht werden.

§ 14.

Theorie des Klinographen.

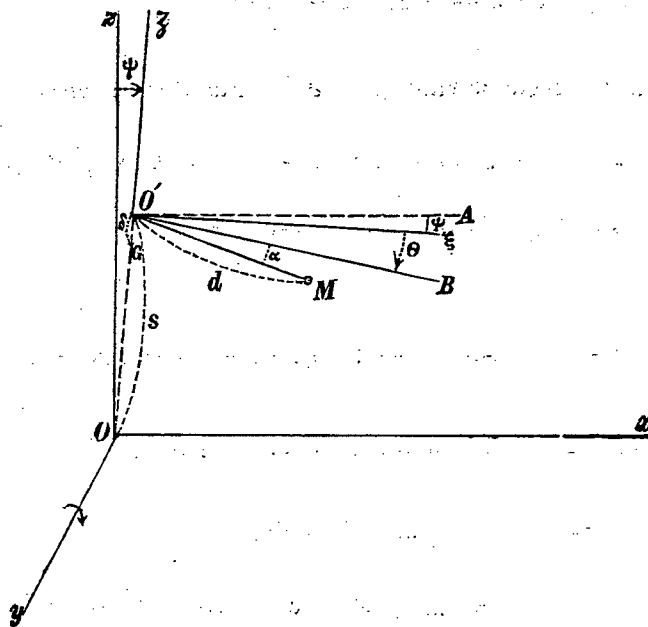
Der Klinograph wurde zum Zweck der Untersuchungen von Neigun-
gen zuerst von Schlüter vorgeschlagen. Gegen dieses Instrument, in der
Form, welche ihm Schlüter gegeben hat, habe ich gewisse Einwände

erhoben.¹⁾ Es lassen sich jedoch an demselben einige Abänderungen treffen, welche ihn in ein ganz brauchbares Instrument verwandeln können.

Bevor wir diese Abänderungen besprechen und die mit dem Klinographen ausgeführten Versuche beschreiben, wollen wir zuerst die Theorie der Bewegung desselben entwickeln.

Der Klinograph ist eigentlich nichts anderes, als eine einfache Waage, bei welcher die Hauptmassen sehr weit von der Drehungsaxe entfernt sind. Die Schwingungsperiode eines solchen Klinographen ist eine sehr grosse. Eine Abbildung desselben ist weiter auf der Figur 66 gegeben.

Fig. 65.



Denken wir uns nun ein im Raume festes rechtwinkliges Coordinatensystem xyz (siehe die Figur 65) und ein zweites System $\xi\eta\zeta$, dessen Centrum auf der Drehungsaxe des Klinographen in O' sich befindet. Bei der Gleichgewichtslage sind die Axen beider Systeme resp. zu einander parallel. Die Erhöhung des Punktes O' über O sei s .

Es soll jetzt eine Drehung ψ der Unterlage um die Axe y stattfinden.

Bedeutet nun θ die relative Neigung des Klinographen in Bezug auf die Axe $O'\xi$.

¹⁾ Siehe meine Abhandlung «Ueber seismometrische Beobachtungen». Comptes rendus des séances de la Commission sismique permanente § 3. Livraison 1 (1902).

Nehmen wir weiter einen Massenpunkt M an, welcher in der Entfernung d von der Drehungsaxe sich befindet, wobei der Winkel zwischen $O'M$ und $O'B$ mit α bezeichnet werde.

Die Unterlage soll ausser einer Drehung ψ um die y Axe noch eine Verschiebung x parallel der x -Axe erfahren haben.

Dann lassen sich die absoluten Coordinaten $x_m y_m z_m$ des Punktes M folgendermaassen ausdrücken:

$$x_m = x + s\psi + d \cos (\alpha + \theta + \psi)$$

$$y_m = 0$$

$$z_m = s - d \sin (\alpha + \theta + \psi).$$

Das Quadrat der Geschwindigkeit v des Punktes M wird

$$v^2 = [x' + s\psi' - d \sin (\alpha + \theta + \psi) (\theta' + \psi')]^2 \\ + d^2 \cos^2 (\alpha + \theta + \psi) (\theta' + \psi')^2,$$

oder

$$v^2 = [x' + s\psi']^2 + d^2 (\theta' + \psi')^2 - 2d \sin (\alpha + \theta + \psi) (\theta' + \psi') [x' + s\psi'].$$

Die lebendige Kraft T des ganzen Systems wird

$$T = \frac{1}{2} \sum m [x' + s\psi']^2 + \frac{1}{2} \sum m d^2 (\theta' + \psi')^2 - \\ - \sum m d \sin \alpha \cos (\theta + \psi) (\theta' + \psi') [x' + s\psi'] - \\ - \sum m d \cos \alpha \sin (\theta + \psi) (\theta' + \psi') [x' + s\psi'].$$

Bedeute M die Masse des Systems,

$K = \sum m d^2$ das Trägheitsmoment in Bezug auf die Drehungsaxe und

δ die Entfernung des Schwerpunktes G des Systems von derselben.

Bei symmetrischer Vertheilung der Massen in Bezug auf die Drehungsaxe wird

$$\sum m d \cos \alpha = 0$$

und

$$\sum m d \sin \alpha = M\delta.$$

Es ergibt sich also bei Vernachlässigung von Gliedern höherer Ordnung

$$T = \frac{1}{2} M [x' + s\psi']^2 + \frac{1}{2} K (\theta' + \psi')^2 - M\delta (\theta' + \psi') [x' + s\psi'] \dots (313)$$

Daraus folgt

$$\frac{\partial T}{\partial \theta'} = K (\theta' + \psi') - M\delta [x' + s\psi']$$

$$\frac{\partial T}{\partial \theta} = 0$$

und

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \theta'} \right) = K (\theta'' + \psi'') - M\delta [x'' + s\psi''].$$

Das Drehungsmoment $\left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)$ des Systems findet man ohne Weiteres gleich $- Mg\delta (\theta + \psi)$, also

$$\left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right) = - Mg\delta (\theta + \psi).$$

Wenden wir nun das Lagrange'sche Princip

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \theta'} \right) - \frac{\partial T}{\partial \theta} = \left(\frac{\partial V}{\partial \theta} \right)$$

an, so erhalten wir sofort, wenn

$$n^2 = \frac{M\delta}{K} g \dots \dots \dots (314)$$

gesetzt und noch die Dämpfung eingeführt wird,

$$\theta'' + 2\epsilon\theta' + n^2\theta - \frac{n^2}{g} (x'' - g\psi) + \left(1 - \frac{n^2}{g} \cdot s \right) \psi'' = 0 \dots (315)$$

Dies ist die Differentialgleichung der Bewegung des Klinographen.

Ist die Erderschütterung vorübergegangen und die resultierende Neigung ψ geblieben, so müssen, wenn Alles in Ruhe ist, alle Derivierten gleich Null gesetzt werden und es bleibt einfach

$$\theta = - \psi.$$

Die Gleichung (315) lehrt uns weiter, dass der Klinograph vom Einflusse der Verschiebungen nicht frei ist, da in dieser Gleichung ein Glied mit x'' auftritt. Dies ist auch selbstverständlich, da der Klinograph-

eigentlich nichts anderes ist, als ein Verticalpendel mit sehr langer Periode, folglich muss er unbedingt von den Verschiebungen beeinflusst werden.

Folglich kann ein Klinograph nie im Stande sein, reine Neigungen allein zu registrieren und in dieser Hinsicht steht er meines Wissens, dem früher besprochenen Apparat nach.

Wäre $n = 0$, also die Periode des Klinographen unendlich gross, so würde dieser Nachtheil fortfallen, aber dann verliert der Apparat jede richtende Kraft, was practisch nicht zulässig ist. Mit einem Apparat ohne richtende Kraft könnte man keine Vertrauen verdienenden Beobachtungen anstellen.

Eine gewisse richtende Kraft muss also immer zugelassen werden, dann aber wird der Klinograph auch unter dem Einfluss der Verschiebungen stehen.

Es fragt sich aber, wäre es nicht möglich die richtende Kraft, wenn auch nicht auf Null zu reduciren, doch so klein zu wählen, dass der Einfluss der Verschiebungen vernachlässigt werden könnte. Wie weit dies zu erzielen ist, werden die weiter im nächsten § zu besprechenden Versuche zeigen. Was nun die Grösse der Dämpfungsconstante ϵ anbelangt, so ist es wiederum zweckmässig $\epsilon \geq n$ zu wählen, um den Einfluss der Eigenbewegung des Apparates möglichst zu eliminieren. Wir werden wie früher $\epsilon = n$ setzen, was practisch sehr leicht zu erzielen ist.

Wollen wir also von jetzt ab annehmen, dass n und ϵ sehr klein sind, und dementsprechend in erster Annäherung diejenigen Glieder, welche in der Gleichung (315) n^2 und ϵ als Factor enthalten, vernachlässigen.

Unsere Differentialgleichung nimmt dann folgende vereinfachte Form an

$$\theta'' + \psi'' = 0. \dots\dots\dots(316)$$

Ist für $t = 0$ $\psi = 0$ $\theta = 0$ und $\psi' = \psi'_0$, so wird, wie leicht einzusehen ist,

$$\theta'_0 = -\psi'_0,$$

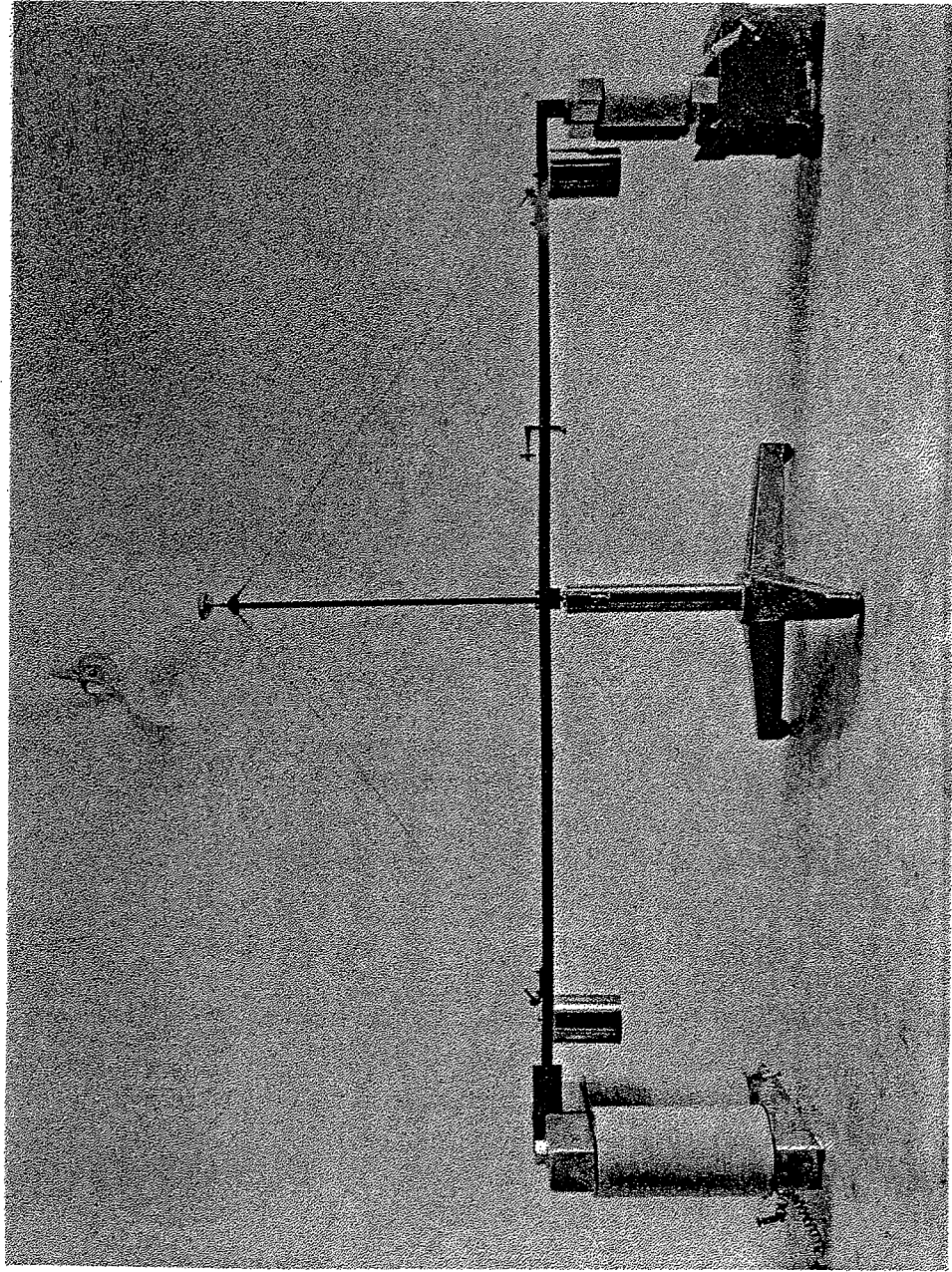
und es ergiebt sich ohne Weiteres

$$\theta = -\psi. \dots\dots\dots(317)$$

Diese Gleichung ist allerdings sehr einfach, aber sie zeigt ebenfalls, dass θ nie grösser als ψ sein kann.

In dieser Hinsicht steht ebenfalls der Klinograph dem Doppelpendel nach, da bei dem letzteren der Factor $\frac{s_1 - s_2}{l}$, mit welchem ψ_0 multipliciert

Fig. 66



wird (siehe die Formeln (306) und (312)), uns vollständig frei zur Verfügung steht.

Bedenkt man aber noch, dass die Neigungen bei Erdbeben äusserst klein sein müssen, da sogar ihre Existenz von Manchen bezweifelt wird, und dass bei einer Armlänge von 60 cm. des Klinographen eine Secunde in der Neigung nur eine äusserst kleine Verschiebung von $0,003 \frac{m}{m}$ des Pendelarmendes hervorruft, so muss, wenn der Klinograph zur Erforschung der Neigungen verwendet werden soll, irgend welche Vergrösserungsvorrichtung getroffen werden.

Schlüter hat dazu eine kleine Hebelvorrichtung mit Spiegel verwendet. Gegen dieselbe habe ich Einwände erhoben, nicht nur, weil empfindliche Hebelvorrichtungen sehr leicht Ablesungsfehler nach sich ziehen, sondern auch weil, bei einer äusserst kleinen richtenden Kraft des Klinographen, jede solche mechanische Verbindung sehr störend einwirken kann.

Man kann aber eine derartige Vorrichtung ganz vermeiden. Dazu braucht man nur die früher so oft besprochene electromagnetische Registriervorrichtung in Anwendung zu bringen. Bei derselben bleibt der Klinograph nach wie vor vollständig frei und keine störenden Einwirkungen sind mehr zu befürchten¹⁾.

Dementsprechend liess ich mir vom Mechaniker des Physikalischen Laboratoriums der Kaiserlichen Akademie der Wissenschaften Herrn Masing einen Klinographen bauen, dessen Abbildung in der Figur 66 gegeben ist.

An dem einen Ende des Klinographenarmes, dessen Länge 50 cm. betrug, befand sich eine kleine Spule mit einer grossen Anzahl von Windungen und an dem des anderen eine Kupferplatte für die electromagnetische Dämpfung, um den Klinographen aperiodisch zu machen. Die beiden nöthigen Electromagnete sind auf der Figur sichtbar. Die beiden Drähte, welche nach oben gehen, dienen dazu, dem System eine gewisse Festigkeit zu geben. Mit Hilfe der oberen Schraube kann die Entfernung δ des Schwerpunktes von der Drehungsaxe, also die Periode des Klinographen reguliert werden.

Das kleine verschiebbare Ansatzstück mit Schraube und Gewinde dient dazu, die Klinographenarme genau horizontal zu stellen.

Die Construction eines solchen Klinographen ist sehr einfach und billig.

Wendet man nun zum Registriierzwecke ein aperiodisches Galvanometer an, und bedeutet φ die Ablenkung der beweglichen Spule desselben,

¹⁾ Eine merkliche Rückwirkung des im Galvanometer äusserst schwachen inducierten Stromes auf den Klinographen ist wegen der grossen Masse desselben nicht zu befürchten.

so hat man wie früher, bei Beibehaltung ähnlicher Bezeichnungen (siehe die Gleichung (301),

$$\varphi'' + 2\varepsilon_0\varphi' + n_0^2\varphi + k\theta' = 0. \dots\dots\dots(318)$$

Haben die Beobachtungen φ in seiner Abhängigkeit von der Zeit t geliefert, so lässt sich im allgemeinen Fall θ nach der Formel (303) berechnen, woraus ψ nach der Gleichung (317) sich unmittelbar ergibt.

Wollen wir zum Schluss noch den Specialfall besprechen, wo

$$\psi = \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma)$$

ist.

Nach der Gleichung (317) wird

$$\theta' = -n_1\psi_0 \cos(n_1 t + \gamma).$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Gleichung (318) ein und integriert dieselbe unter der Voraussetzung, dass $\varepsilon_0 \geq n_0$ ist, so ergibt sich bei Vernachlässigung von Gliedern, welche schon für sehr kleine Werthe von t verschwinden,

$$\varphi = k \frac{n_1}{\sqrt{R_1}} \cdot \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma - \Delta_1), \dots\dots\dots(319)$$

wo R_1 und Δ_1 durch die Gleichungen (308) bestimmt sind.

Im Falle, wo $n_0 = \varepsilon_0$ ist, wird¹⁾

$$\varphi = k \frac{n_1}{n_1^2 + n_0^2} \psi_0 \sin(n_1 t + \gamma - \Delta_1). \quad ^2)$$

Durch Vergrößerung von k , also durch Vermehrung der Stromstärke im entsprechenden Electromagnet, kann die Empfindlichkeit der Registrierung in hohem Maasse gesteigert werden.

Diese verhältnissmässig einfachen Resultate haben wir dadurch erzielt, dass wir in der allgemeinen Gleichung des Klinographen diejenigen Glieder, welche mit ε oder n^2 multipliciert sind, einfach vernachlässigt haben.

Wollen wir nun sehen, in wie fern diese Annahme berechtigt ist, und wie sich überhaupt der Klinograph zur Erforschung von Neigungen eignet.

¹⁾ Man vergleiche auch die Gleichung (311).

²⁾ $\operatorname{tg} \Delta_1 = \frac{n_1^2 - n_0^2}{2n_0 n_1}.$

Fig. 67

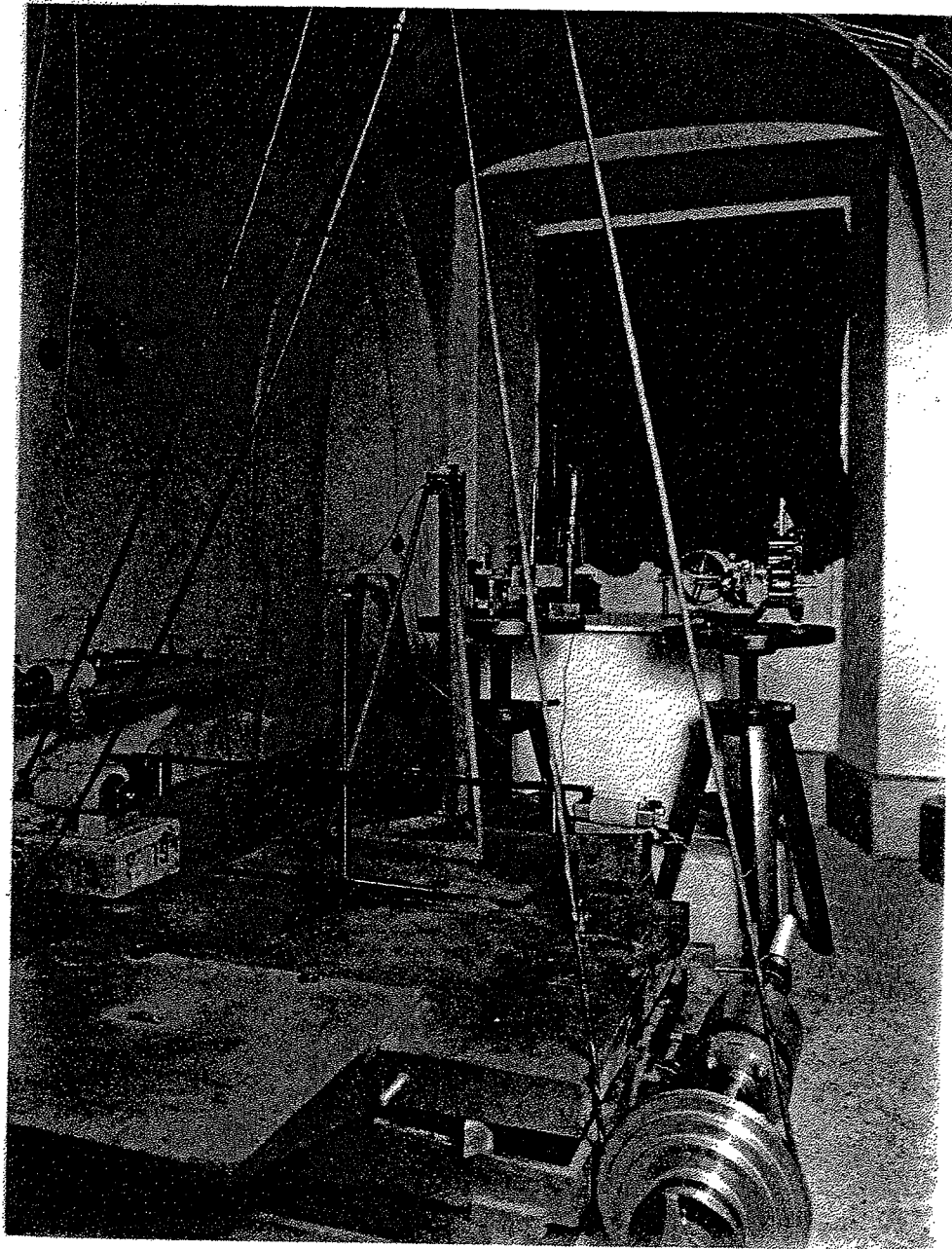


Fig. 68.

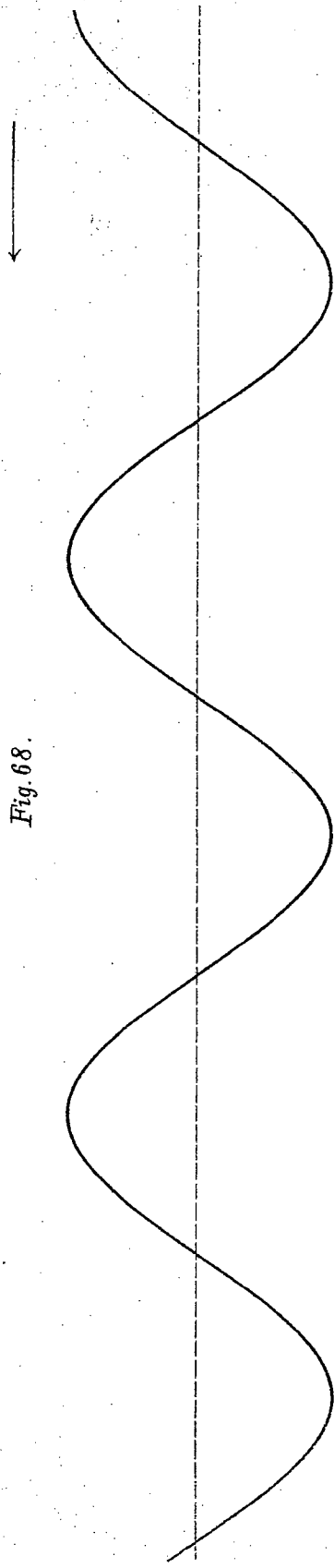


Fig. 69.

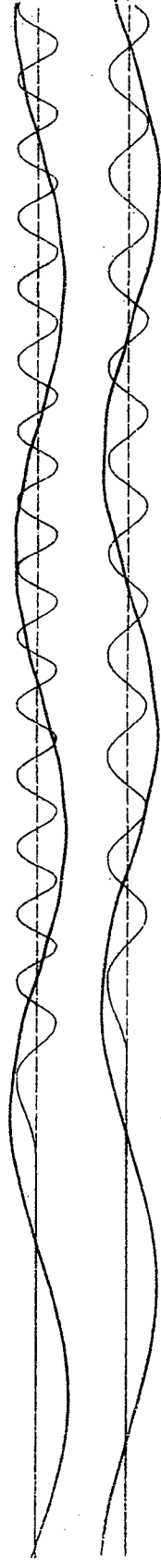


Fig. 70.

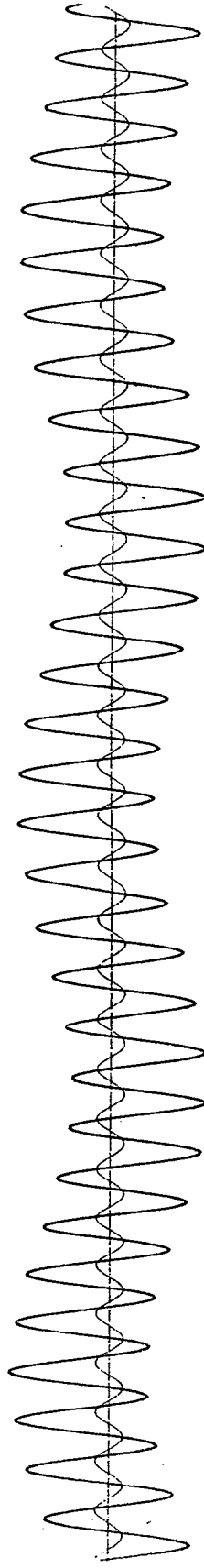
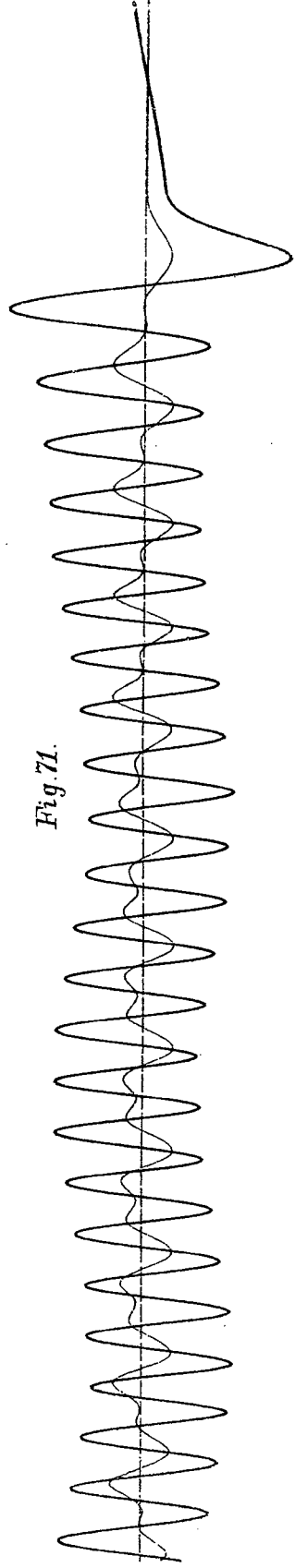


Fig. 71.



§ 15.

Versuche mit dem Klinographen auf der Untersuchungsplattform.

Der früher beschriebene Klinograph wurde nun auf der Untersuchungsplattform aufgestellt und seine Bewegungen unter verschiedenen Bedingungen studiert. Die Registrierung der Plattform- und Galvanometerbewegung geschah ganz in derselben Weise, wie bei den Versuchen mit dem Doppelpendel.

Die Fig. 67 giebt eine Abbildung des Klinographen auf der Untersuchungsplattform.

Zuerst wurden Versuche mit dem ungedämpften, also periodisch schwingenden Klinographen ausgeführt.

Die Eigenperiode des Klinographen ergab sich aus der entsprechenden Galvanometercurve bei ruhender Plattform (Fig. 68).¹⁾

Es fand sich

$$T = 28,66,$$

folglich wird

$$n^2 = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 = 0,0481.$$

Dies ist eben der Factor, welcher in der Differentialgleichung des Klinographen als sehr klein angenommen war.

Die folgende Figur 69 entspricht dem Fall, wo die Plattform nur Verschiebungen ausgesetzt war.²⁾

Wir sehen auf derselben, dass der Klinograph seine langen periodischen Schwingungen ausführt, wobei der regelmässige Verlauf der Curve durch die Verschiebungen der Plattform etwas beeinträchtigt wird.

Wie störend die Eigenbewegung des Klinographen unter Umständen ausfallen kann, sieht man am deutlichsten auf den Figuren 70 und 71.

Die erste derselben entspricht dem Fall, wo die Plattform nur Neigungen und die zweite, wo dieselbe Verschiebungen und Neigungen zugleich ausgesetzt war (siehe die inneren Curven).

Obgleich der Klinograph ziemlich gut den Neigungen der Plattform folgt, sieht man doch eine lange Periode auftreten, welche der Eigenbewegung des Klinographen entspricht.

¹⁾ Bei diesen Versuchen war die Länge einer Secunde auf der Registriertrommel im Mittel gleich 6,0 mm.

²⁾ Die Entfernung s der Drehungsaxe des Klinographen von der Drehungsaxe der Plattform betrug bei diesen Beobachtungen 37,3 cm.

Diese secundäre Periode kann unter Umständen sehr störend wirken und die Verwerthung von Seismogrammen erschweren.

Wir sehen also, dass die Verwendung eines ungedämpften Klinographen sehr unzweckmässig ist. Es ist also unbedingt notwendig denselben mit Hilfe einer electromagnetischen Dämpfung in ein aperiodisches Instrument zu verwandeln, um den Einfluss seiner Eigenbewegung möglichst zu eliminieren.

Thut man das, so verhält sich der Apparat schon ganz anders und erweist sich als ein zur Erforschung der Neigungen ganz geeignetes Instrument.

Die weiter mitzutheilenden Curven beziehen sich nun auf den Fall, wo der Klinograph schon aperiodisch gemacht wurde ($\epsilon = n$).

Die drei Curven auf der folgenden Fig. 72 entsprechen dem Fall, wo die Plattform nur periodische Verschiebungen erfährt.

Eine genaue Betrachtung der erhaltenen originellen Galvanometercurven lässt zwar erkennen, dass die periodischen Verschiebungen der Plattform entsprechende kleine Verschiebungen des Klinographen hervorrufen, aber die Abweichungen der Galvanometercurven von der Nulllinie sind allerdings so klein, dass man sie in den meisten Fällen ganz vernachlässigen darf.

Man ist also vollständig berechtigt in der allgemeinen Differentialgleichung des Klinographen, wenn derselbe aperiodisch ist, dasjenige Glied, welches von der Verschiebung der Unterlage abhängt, einfach gleich Null zu setzen.

Die folgenden drei Curven (Fig. 73, 74 und 75) entsprechen dem Fall, wo die Plattform nur Neigungen ausgesetzt ist (die inneren Curven). Wir sehen, dass das Galvanometer genau den Charakter der Plattformbewegung wiedergiebt.

Bedeutet nun T_1 die Periode der Plattformbewegung und T_1' die entsprechende Periode für die Bewegung des Galvanometers, so erhält man aus diesen Curven die Perioden

	T_1	T_1'
(Fig. 73)	3,72	3,72
(Fig. 74)	2,51	2,51
(Fig. 75)	1,82	1,82

Die Uebereinstimmung der Perioden kann als eine vollständige bezeichnet werden.

Bei den folgenden drei Curven (Fig. 76, 77 und 78) war die Plattform Verschiebungen und Neigungen zugleich ausgesetzt, wie dies aus der Form der inneren Curven zu erkennen ist.

Fig. 72.

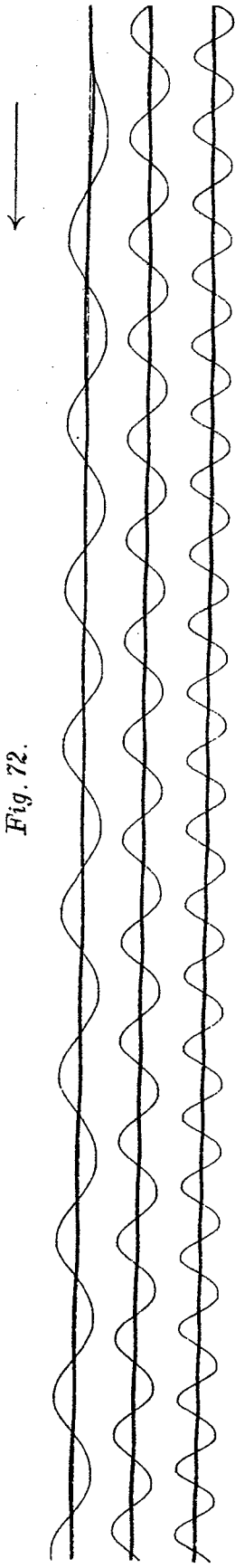


Fig. 73.

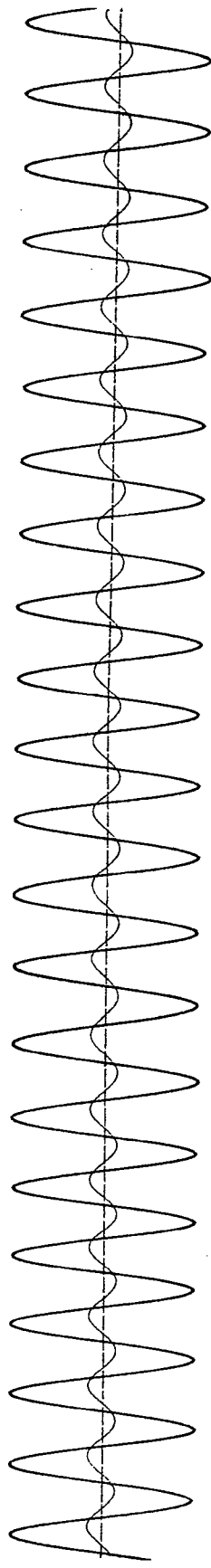


Fig. 74.

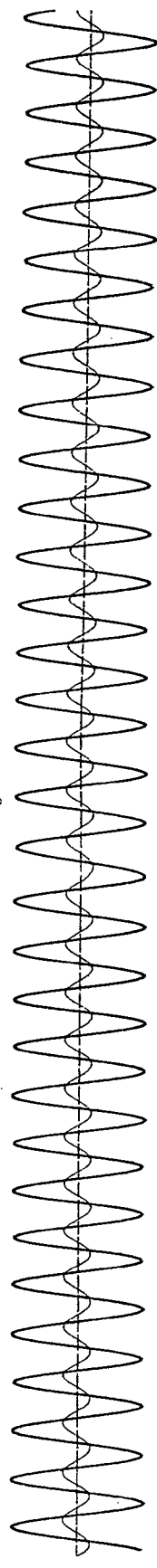


Fig. 75.

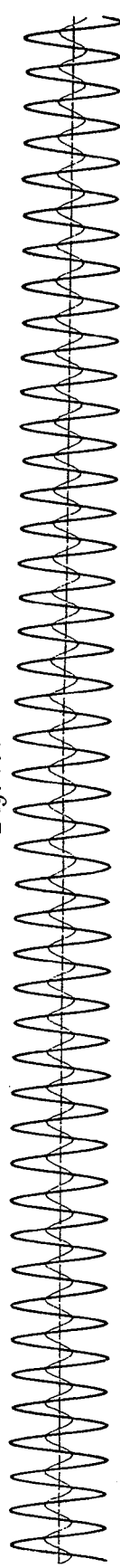


Fig. 76.

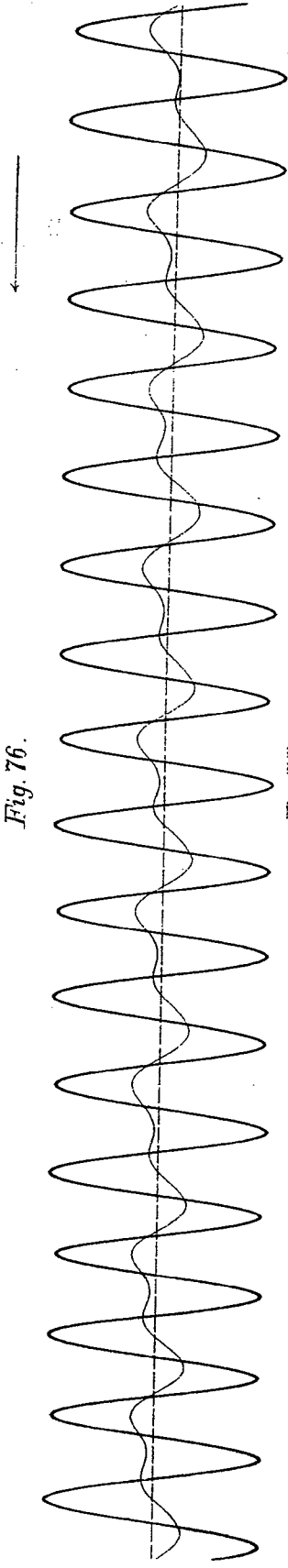


Fig. 77.

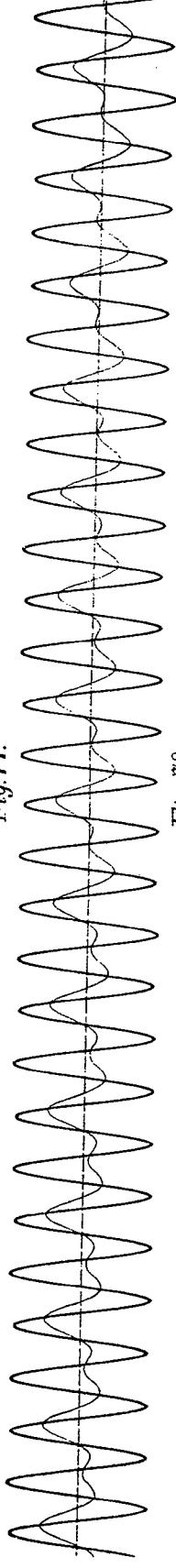


Fig. 78.

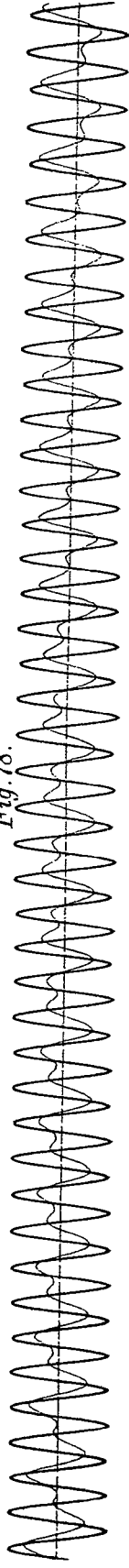


Fig. 79.

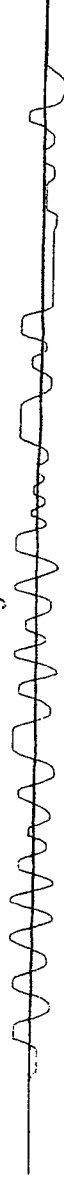
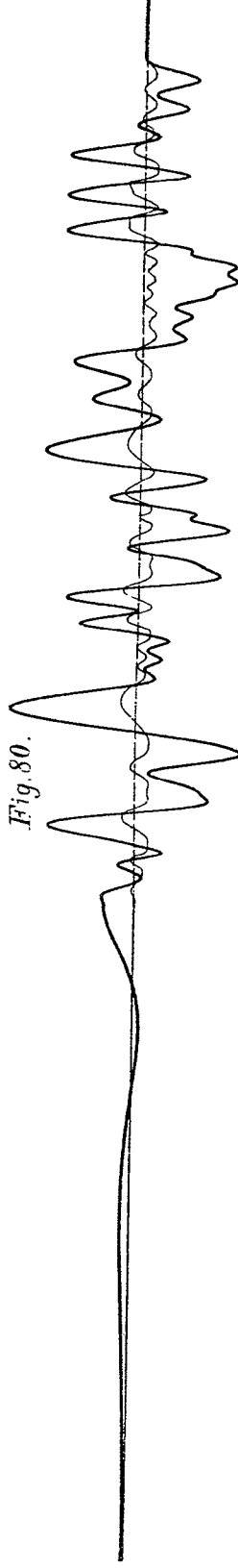


Fig. 80.



Wir sehen, dass auch in diesem Fall das Galvanometer nur eine einfache Sinuscurve beschreibt, deren Periode der Neigungsperiode der Plattform entspricht.

Die Verschiebungen üben auf den Klinographen keine merkliche Wirkung aus, und derselbe reagirt nur auf die Neigungen der Unterlage.

Die Periode der Neigungen T_1 kann aus der Plattformcurve entnommen werden. Vergleicht man diese Werthe mit den Perioden T_1' des Galvanometers, so ergibt sich

	T_1	T_1'
(Fig. 76)	4,39	4,39
(Fig. 77)	2,68	2,67
(Fig. 78)	1,83	1,84.

Diese Werthe stimmen bis auf 0,01 mit einander überein.

Bis jetzt haben wir die Bewegung des Galvanometers untersucht unter der Voraussetzung, dass die Verschiebungen und Neigungen der Plattform regelmässigen periodischen Bewegungen entsprachen.

Wollen wir nun sehen, was vonstatten geht, wenn diese Bewegungen ganz unregelmässiger Natur sind.

Die folgende Fig. 79 entspricht dem Fall, wo der Plattform ganz willkürliche Verschiebungen ertheilt wurden. Wir sehen, dass die Galvanometercurve mit der Nulllinie zusammenfällt, folglich üben diese Verschiebungen keinen merklichen Einfluss auf den Klinographen aus.

Bei der folgenden, letzten Curve (Fig. 80) wurde die Plattform nur unregelmässigen Neigungen ausgesetzt. In diesem Fall erfährt das Galvanometer recht beträchtliche Ausschläge, wobei jeder Zackung der Plattformcurve eine Zackung der Galvanometercurve entspricht.

Diese Versuche führen also zu dem sehr befriedigenden Resultat, dass der Klinograph, wenn er passend, durch Einführung einer electromagnetischen Dämpfung und einer electromagnetischen Registrierung umgeändert wird, sich zur Erforschung von Neigungen als ein ganz verwendbares Instrument erweist.

Der Klinograph wäre, wegen seiner verhältnissmässigen Billigkeit und seiner leichten Handhabung, für Erdbebenstationen zweiter Classe zu empfehlen, für Haupterdbebenstationen wäre jedoch das früher beschriebene Doppelpendel vorzuziehen. Dasselbe ist, erstens, seiner Theorie nach, ganz streng unabhängig von irgend welchen Verschiebungen und zweitens lässt es eine grössere Empfindlichkeit der Registrierung zu. Ausserdem kann man dabei immer die Bewegung eines der beiden Pendel dazu

benutzen, um die Verschiebungen x der Erdoberfläche zu erforschen. Freilich treten diese Verschiebungen dabei immer in Verbindung mit den Neigungen ψ auf, da aber ψ als Function der Zeit aus den Aufzeichnungen des Doppelpendels sich ermitteln lässt, so ergibt sich die Möglichkeit auch x zu bestimmen.

Dementsprechend müssen zur Erforschung der vier Hauptcomponenten eines Erdbebens, nämlich zweier Verschiebungen und zweier Neigungen um zwei horizontale und senkrecht zu einander stehende Axen, auf einer Erdbebenstation, entweder zwei senkrecht zu einander stehende Pendel und zwei Klinographen, oder zwei Doppelpendel aufgestellt werden.



Землетрясеніе 26 іюня (9 іюля) 1905 года на Танну-Ола.

Предварительное сообщеніе А. В. Вознесенскаго.

26 іюня стараго стиля около 4 ч. 40 м. пополудни Иркутскаго времени или по новому стилю 9 іюля въ 9 ч. 42.1 м. Гринвичскаго времени въ Иркутскѣ и почти во всей южной части Западной и отчасти Восточной Сибири чувствовалось сравнительно очень сильное землетрясеніе. Записи нашихъ наименѣе чувствительныхъ сейсмографовъ — горизонтальныхъ маятниковъ Боша — дали слѣдующіе результаты:

1. Маятникъ, направленный съ В на З.

Начало.	Болѣе сильныя.	Наибольшія.	Амплитуда.	Направленіе.
9 ч. 41.9 м.	9 ч. 42.1 м.	9 ч. 42.2 м.	4.2 мм.	къ Ю
		9 » 42.5 »	19.5 »	» Ю
		9 » 42.7 »	39.7 »	» С
		9 » 43.1 »	56.2 »	» С
		Перо сошло съ барабана въ 9 » 43.2 »	> 56.0 »	» Ю

2. Маятникъ, направленный съ С на Ю.

Начало.	Болѣе сильныя.	Наибольшія.	Амплитуда.	Направленіе.
9 ч. 41.7 м.	9 ч. 41.9 м.	9 ч. 42.1 м.	5.5 мм.	къ З
		9 » 42.4 »	12.0 »	» З
		9 » 42.7 »	51.5 »	» В
		9 » 43.1 »	56.4 »	» В
		9 » 43.3 »	64.0 »	» З
		Перо сошло съ барабана въ 9 » 43.3 »	> 64.0 »	» В

Что касается до болѣ чувствительныхъ приборовъ Репсольда и Мильна, то они отмѣтили только первые моменты

Сѣверный Репсольда 9 ч. 41.7 м. и 9 ч. 41.9 м.
Восточный » 9 » 41.9 » 9 » 42.2 »

затѣмъ вслѣдствіе чрезчуръ быстрыхъ размаховъ маятника свѣтовыхъ точки не оставили слѣда на фотографической бумагѣ.

На основаніи этихъ данныхъ мы вывели почти немедленно послѣ полученія кривыхъ и отсчетовъ ихъ слѣдующія основныя данныя для опредѣленія положенія эпицентра:

T_1 = начало первыхъ возмущеній..... = 9 ч. 41.7 м.
 T_2 = начало болѣ сильныхъ колебаній.. = 9 » 42.4 »
 T_3 = моментъ наибольшихъ размаховъ .. = 9 » 43.4 »

Отсюда и на основаніи выведенныхъ нами ранѣе¹⁾ формулъ о соотношеніяхъ между скоростями распространенія волнъ въ разныя фазы землетрясенія мы получаемъ слѣдующія уравненія для опредѣленія разстоянія D между Иркутскомъ и эпицентромъ:

$$\begin{aligned} D &= 606 \times (T_2 - T_1) = 606 \times 0.7 = 424 \text{ км.} \\ D &= 467 \times (T_3 - T_2) = 467 \times 1.0 = 467 \text{ »} \\ D &= 264 \times (T_3 - T_1) = 264 \times 1.7 = 449 \text{ »} \\ &\text{или въ среднемъ } D \dots = 447 \text{ »} \end{aligned}$$

По величинѣ отклоненій маятниковъ въ стороны мы выводимъ слѣдующія направленія движенія земной точки въ разные моменты:

1.	4.2 мм. къ Ю и 5.5 мм. къ З даютъ направл. равновѣйств.	52° ЮЗ
2.	39.7 » » С » 42.7 » » В » » »	47° СВ
3.	56.2 » » С » 56.4 » » В » » »	46° СВ
		Среднее..... 48.5

Отсюда видимъ, что частицы земли двигались преимущественно въ направленіи СВ-ЮЗ со среднимъ азимутомъ 49°. Такимъ образомъ по всѣмъ указаннымъ даннымъ эпицентръ этого землетрясенія мы должны

¹⁾ См. «Списокъ землетр. Иркутск. Обс. № 4» стр. 80 и 140 или-же мою статью «Байкальское Землетряс. 13/26 ноября 1903 года» въ Т. 2 вып. 1 Извѣстій Центральной Сейсмической Комиссіи.

были-бы искать на разстояніи приблизительно 450 километровъ на ЮЗ отъ Иркутска. Вскорѣ пришедшія телеграммы и затѣмъ письменныя сообщенія указали намъ, что землетрясеніе сравнительно съ очень большой силой проявило себя на громадномъ протяженіи отъ Томска до Стрѣтенска (свыше 2300 км.) и отъ границы съ Монголіей до Киренска (свыше 1000 верстъ); но положеніе эпицентра все-таки не выяснилось. Въ виду того, что мѣсто эпицентра почти не заселено, оттуда было трудно получить какія-либо свѣдѣнія.

Во время своей служебной поѣздки въ Тунку (мнѣ пришлось проѣхать по заранѣ намѣченному плану только до Мондъ) мнѣ попутно удалось собрать опросныя чрезвычайно любопытныя свѣдѣнія объ эффектахъ этого землетрясенія въ Монголіи. Большое содѣйствіе въ собираніи этихъ свѣдѣній мнѣ оказалъ ветеринарный врачъ и корреспондентъ Обсерваторіи въ Култукъ А. Г. Коханскій, которому я и приношу свою глубокую благодарность.

Надо предварительно замѣтить, что рѣчь наша идетъ о мѣстности къ ЮЗ отъ озера Косогола, обнимающей верховья рѣкъ Селенги, Енисея и Теса. Здѣсь въ горной мѣстности у восточной оконечности хребта Танну-Ола по рѣчкамъ изъ одной системы въ другую проходитъ рядъ дорогъ, которыми пользуются русскіе скотопромышленники для доставки большихъ гуртовъ скотъ въ Русскіе предѣлы. Лѣтнее время наиболѣе живое для этой торговли и, благодаря этому, нѣсколько русскихъ людей были въ разныхъ мѣстахъ, близкихъ къ очагу землетрясенія именно въ день катастрофы. Отъ нихъ-то и удалось получить нѣкоторые данныя, дающія возможность сдѣлать извѣстные выводы относительно положенія эпицентра. Мы приводимъ ихъ ниже цѣликомъ, какъ онѣ получены нами изъ разспросовъ.

Вангинская или Тесинская курия на р. Тесѣ, на 40 верстной картѣ она отмѣчена, какъ Курия Биширельты-Вана. Здѣсь до 30 духуновъ (небольшія деревянныя молитвенныя зданія) повреждено землетрясеніемъ. Они дали трещины, покосились, стекла большихъ шкаповъ, охранявшихъ изображенія боговъ, всѣ побиты. Здѣсь-же совершенно разрушены 2 глинобитныхъ фанзы китайцевъ. Въ долинѣ р. Теса верстахъ въ 4-хъ выше Тесинской Курии образовалась трещина поперекъ всей долины. Ширина трещины доходила въ первое время до 3 сажень. Мѣстами въ ней стояла вода вровень съ краями, мѣстами-же трещина была сухая, и изъ нея дулъ «студеный воздухъ».

Глубина трещины превышала 30 сажень. Трещина эта позднѣе сомкнулась, но одинъ ея край, восточный, остался выше другого приблизительно на 1 аршинъ.

По наброску А. П. Шубина трещина эта пересѣкаетъ Тесинъ-голъ въ косомъ направленіи отъ оз. Ойгонъ-нора, идя на СВ и оканчиваясь на другомъ краю долины нѣсколько восточнѣе горы Алтынъ-Куль-даба. На лѣвомъ берегу Тесинъ-гола и этой трещины вода во многихъ мѣстахъ выбрасывалась фонтанами вверхъ. Далѣе изъ 3 озеръ, находившихся на вершинѣ упомянутой горы Алтынъ-Куль-даба, осталось только одно, остальные исчезли. Озера эти, по опредѣленію А. П. Шубина, десятины по 7 площадью. Наконецъ въ долину р. Агыръ, праваго притока р. Тельгиръ-Морина, падали камни съ боковъ ущелья. Въ указанную трещину на Тесинъ-голѣ провалился на всемъ скаку конь со всадникомъ, послѣдній однако, свалившись на бокъ, спасся, конь-же былъ сдавленъ краями сходившейся трещины. Все указанное записано со словъ А. П. Шубина, казака изъ Шимковъ, получившаго эти свѣдѣнія въ свою очередь отъ мѣстныхъ монголовъ, возившихъ подати въ Тесинскую Курю.

Со словъ С. Л. Крынкевича, очевидца землетрясенія на р. Агырѣ, мнѣ передавали г. Галкинъ и А. Ф. Пежемскій, что вблизи него трескалась земля, вода била фонтаномъ, и нѣкоторыя мѣста затопило совсѣмъ. Люди бѣжали, бросивъ свои пожитки. Землетрясеніе продолжалось цѣлыя сутки. Въ его присутствіи раздался взрывъ на скалѣ, и посыпались камни.

Со словъ бурятъ-скотогоновъ бурятъ Цыренъ Даваевъ передавалъ мнѣ, что на Агырѣ образовались трещины до 1 сажени шириною, онѣ наполнились водою, которая выше краевъ не выходила. Одного человѣка и 2 лошадей убило упавшими со стѣнъ ущелья камнями. Валились камни, былъ дымъ, потомъ стало туманно. Былъ сильный подземный грохотъ.

Со словъ г. Ларіонова подтверждается, что на р. Агырѣ вода поднялась въ трещинахъ, выступила даже мѣстами изъ краевъ. Изъ трещинъ даже показывалась «молонья».

С. К. Харченко со словъ г. Вишнякова передаетъ, что на югѣ (отъ Морина?) было видно большое облако въ теченіе цѣлыхъ сутокъ. Подозрѣвали изверженіе вулкана. Онъ-же со словъ Н. И. Иванова передаетъ, что вблизи Косогола на р. Кынъ-Гарга ущелье въ 15 с. шириною было завалено камнями, скотъ въ недоумѣніи и тревогѣ сбивался въ кучи.

А. Г. Коханскій со словъ спутниковъ ветеринарнаго врача Свѣчникова, собравшихъ эти данныя очевидно отъ другихъ лицъ, такъ какъ экспедиція г. Свѣчникова до 22 іюля изъ Русскихъ предѣловъ не выѣзжала, любезно сообщаетъ слѣдующія дополнителныя свѣдѣнія объ этой трещинѣ: «Трещина на Агырѣ гораздо длиннѣе, чѣмъ сообщалось до сихъ поръ — она тянется на 85 верстъ, и эти цифры также не окончательныя. Очевидцы видѣли вылетавшій изъ трещины огонь и дымъ. Вода изъ рѣкъ и озеръ выходила далеко изъ береговъ и заливала окрестности. Далѣе А. Г. Ко-

ханскій и я извлекли слѣдующія данныя изъ разсказа скотопромышленника Ларіонова, бывшаго во время землетрясенія 26 іюня на «Лучной» горѣ (здѣсь растетъ много луку; названіе, кажется, не общеизвѣстное, а данное г. Ларіоновымъ. Онъ-же называетъ ее Хусунъ-дабанъ—Березовая гора). Гора эта находится на лѣвомъ берегу р. Тельгиръ-Морина противъ впаденія въ нее р. Агыра справа и р. Хусунъ слѣва. Во время землетрясенія Ларіоновъ со своими спутниками сидѣлъ на верху горы. Землетрясеніе наступило сразу. Первое впечатлѣніе было, что они куда-то проваливаются; лошадей сильно качало, одна изъ нихъ оторвалась и убѣжала внизъ. Загородка для овецъ изъ толстыхъ жердей, вообще очень устойчивая (въ «пальчатый зацѣпъ»), на одной сторонѣ, обращенной къ «солнцу» (на югъ?), развалилась. Подъ землей послышался сперва громъ, потомъ гулъ. Лѣсъ на горѣ валило большими массами, большія лиственницы пригибало къ землѣ и выворачивало съ корнями. Камни валились съ откосовъ горъ. Палатки сильно тряслись; вода изъ посуды выплескивалась. Черезъ полчаса все немного успокоилось, но потомъ землетрясеніе съ громомъ и гуломъ повторилось опять и еще сильнѣе, и внизу у самаго Морина вдоль р. Хусунъ, но западнѣе ея, появилась трещина шириною аршина полтора. Западный край этой трещины былъ выше восточнаго.

По словамъ Ларіонова, трещина идетъ безъ особенныхъ изгибовъ. Въ нѣкоторыхъ мѣстахъ замѣтны въ ней осыпи, и потому трещина мѣстами какъ-бы суживается. Лично прослѣдить направленіе трещины, особенно на югъ, Ларіонову не удалось, такъ какъ онъ вмѣстѣ со стадомъ барановъ (послѣдніе къ землетрясенію отнеслись совершенно безучастно, тогда какъ наоборотъ лошади выражали сильнѣйшее безпокойство) «ходомъ», т.е. очень быстро, пошелъ по направленію къ СВ и вскорѣ — точно не припомнить, на какомъ разстояніи — уже пересталъ видѣть трещину. Такъ какъ направленіе дороги, судя по картѣ, будетъ въ общемъ ССВ, то остается предположить, что трещина придерживалась болѣе западнаго направленія или-же недалеко отъ Морина и совсѣмъ прекратилась. Дальнѣйшее ея направленіе къ югу описывается Ларіоновымъ уже со словъ третьихъ лицъ. Она будто-бы идетъ силошь западнѣе р. Агыра, то подходя къ ней, то удаляясь отъ нея, и переваливъ черезъ хребетъ Танну-Ола, пересѣкаетъ скотопрогонный трактъ между Курами Дзайгыль и Шавыръ. Трещина эта разныхъ размѣровъ въ своихъ отдѣльных частяхъ, расширяется все-таки въ своей южной части. Ларіоновъ именно къ трещинѣ въ окрестностяхъ кури Дзайгыль и относитъ приведенный выше разсказъ о гибели коня, тогда какъ Шубинъ этотъ-же случай относитъ къ трещинѣ у кури Вангиновской.

По словамъ того-же Ларіонова, землетрясеніе продолжалось съ 26

по 30 июня почти непрерывно съ небольшими промежутками относительнаго затишья. 30-го землетрясеніе повторилось опять съ прежней силой, и опять было слышно, какъ рвались корни деревьевъ. Почти все время также не переставалъ быть слышенъ гулъ. Ларіоновъ отличаетъ «гулъ» и «громъ». Громъ продолжался каждый разъ 1—2 часа; при своемъ приближеніи (съ запада) онъ былъ слышенъ еще за версту, а гулъ — какой-то глухой вой подъ землей (Ларіоновъ изображаетъ его звуками «ву, ву»), сопровождаемый трескомъ деревянныхъ зданій и какъ-бы перекатываніемъ камней подъ землей — раздавался почти все время.

Другіе очевидцы землетрясенія также указываютъ на звуки, похожіе на перекатываніе и какъ-бы на обвалы камней подъ землей. По словамъ того-же Ларіонова, «въ Дархатахъ за 12 обонами» вода въ одномъ озерѣ перемѣстилась съ одного конца озера на другой; именно узкій и длинный, ранѣе сухой конецъ одной озерной котловины сталъ глубокимъ, не измѣнивъ своихъ наружныхъ очертаній, наоборотъ расширенное и прежде глубокое мѣсто обсохло послѣ землетрясенія.

Мѣстными монголами все явленіе объясняется такимъ образомъ, что песокъ во время землетрясенія былъ переброшенъ съ одного конца озера на другой.

Въ Уласутаѣ, согласно сообщенію Ургинскаго консула г. Люба, ветхія зданія рухнули во время землетрясенія.

Сопоставляя эти, пока очень неполныя и отрывочныя данныя въ одно цѣлое, мы приходимъ къ слѣдующимъ выводамъ.

Отъ дороги между караулами Дзайгыль и Шавыръ до устья р. Хусунъ въ р. Тельгиръ-Моринъ разстояніе около 120 верстъ. Прямая линия, соединяющая эти 2 пункта, должна идти все время по лѣвому берегу р. Агыръ, направленіе ея будетъ СВ 60°. Такимъ образомъ трещина, описываемая г. Ларіоновымъ, имѣетъ размѣры въ случаѣ ея непрерывности не менѣе 120 верстъ, и, какъ онъ утверждаетъ, по крайней мѣрѣ на ея сѣверномъ концѣ, западный край трещины выше восточнаго. Далѣе, нанося на карту указываемыя Шубинымъ и Цыреномъ Даваевымъ данныя, получаемъ слѣдующее. Трещина, въ данномъ случаѣ уже 2-ая, идетъ отъ озера Ойгонъ-нора черезъ р. Тесъ, пересѣкая ее въ 4 верстахъ выше Тесинской Кури (куря Биширельты-Вана на 40 верстной картѣ) до горы Алтынъ-Куль-даба. Последней горы 40 верстная карта не даетъ, ее также нѣтъ и на картахъ гг. Рафаилова и Орлова, приложенныхъ къ сочиненію Г. Н. Потанина, хотя въ дневникахъ Г. Н. на стр. 278-ой I-го тома мы находимъ хребетъ Алтынъ-Кулинъ-нору, находящійся по его описанію къ Югу отъ р. Шавыръ. На 40 верстной картѣ къ Югу отъ этой рѣки (Шабринъ-Коль карты) мы имѣемъ въ сущности 2 хребта между этой

рѣкой и р. Тесь; который изъ нихъ слѣдуетъ считать Алтынъ-Кулинъ-нйору, или что совершенно то-же Алтынъ-Куль-даба по Шубину, трудно сказать. Но такъ какъ Шубинъ указываетъ положеніе Алтынъ-Куль-даба непосредственно на правомъ берегу р. Тесь, ограничивающемъ долину этой рѣки съ сѣвера, то очевидно намъ приходится взять за Алтынъ-Кулинъ-нйору южную цѣпь. Въ такомъ случаѣ 2-ая трещина по описанію Шубина пройдетъ отъ озера Ойгонъ-нйора до хребта горъ Алтынъ-Кулинъ-даба на разстояніе около 100 верстъ, если считать ее отъ озера, и не менѣе 50 верстъ, если считать ее отъ южнаго края долины р. Тесь до подножія упомянутыхъ горъ. Вспомнимъ, что по описанію Шубина восточный край трещины выше западнаго. Направленіе этой трещины будетъ СВ 64°.

Наконецъ по словамъ Цырена Даваева на р. Агырѣ падали камни, образовывались трещины, а по словамъ Шубина валились камни, такъ что есть основаніе предполагать, что 2-ая трещина идетъ и далѣе и по пересѣченіи хребта Алтынъ-Кулинъ-нйору и Халдзынъ-дабана выходитъ и на р. Агырѣ.

Такимъ образомъ всѣ указанныя данныя заставляютъ насъ предположить, что землетрясеніе 26 іюня (9 іюля) выразилось на указанномъ нами мѣстѣ образованіемъ 2 трещинъ почти параллельнаго направленія и вытянутыхъ на разстояніе отъ 50 до 120 верстъ. Разстояніе по перпендикуляру между ними около 40 верстъ. Находящаяся между ними площадь земли отъ 2000 до 5000 кв. верстъ понизилась сравнительно съ окружающею мѣстностью. Совершенно естественно, что такое грандіозное явленіе должно было сопровождаться не менѣе грандіозными послѣдствіями, и поэтому мы совершенно естественно должны были выслушать массу разсказовъ о страшныхъ проявленіяхъ этого землетрясенія. Страшный, непрерывавшійся часами грохотъ подъ землею, на подобіе пушечныхъ залповъ, зловѣщее завываніе подъ землею—все это наблюдалось очевидцами, очень напуганными землетрясеніемъ.

Далѣе не скупятся очевидцы и на описаніе другихъ ужасовъ — падали цѣлыя скалы, дымъ и туманъ стояли цѣлый день отъ обвалившихся горъ. Затѣмъ деревья пригибались къ землѣ, ихъ массами выворачивало съ корнемъ. Наконецъ образовывались частныя трещины, и изъ нихъ фонтанами била вода. Интересно также указываемое Шубинымъ исчезновеніе 2 озеръ на Алтынъ-Куль-даба и перемѣщеніе озера, о которомъ говоритъ Ларіоновъ. Прибавимъ сюда указываемое Шубинымъ разрушеніе 2 глинобитныхъ фанзъ въ Тесинской Курѣ (такихъ фанзъ очень мало здѣсь по его словамъ; едва-ли даже эти 2 не единственныя) и поврежденіе — «покосились, почти не годны» — 30 деревянныхъ зданій, вообще трудно поддающихся ломкѣ отъ землетрясенія, наконецъ упомянутое уже сообщеніе Ургинскаго консула г. Люба о паденіи нѣсколькихъ зданій въ Улясутаѣ.

Послѣ всего этого мы вправѣ будемъ заключить, что эпицентровая область землетрясенія 26 іюня (9 іюля) намѣчается именно здѣсь около ЮВ оконечности хребта Танну-Ола, у водораздѣла рѣчныхъ системъ Енисея, Селенги и Теса. Приблизительно координаты срединной точки эпицентральной области будутъ: широта 50° и долгота отъ Гринвича 98° . Отсюда разстояніе до Иркутска опредѣляется приблизительно $= 475$ километрамъ и направленіе на Иркутскъ СВ 56° . Эти данныя очень хорошо сходятся съ данными объ удаленіи эпицентра отъ Иркутска (447 клм.) и направленіи на него (ЮЗ 49°), найденными нами совершенно независимо по измѣренію нашихъ сейсмограммъ.

По этому разстоянію и пользуясь данными наблюденій этого землетрясенія въ Иркутскѣ, мы по ранѣе указаннымъ формуламъ можемъ вычислить моментъ T_0 начала землетрясенія въ его центрѣ. Формулы наши имѣютъ видъ

$$T_n - T_0 = D : V_n,$$

гдѣ T_n и V_n будутъ соотвѣтственные моменты землетрясенія и скорость распространенія волнъ въ этотъ моментъ для различныхъ фазъ землетрясенія: 1-ой, 2-ой и 3-ей — по болѣе раннему нашему обозначенію. Моменты T_1 , T_2 , и T_3 для Иркутска были указаны нами въ началѣ статьи, для скоростей-же V_1 , V_2 и V_3 мы уже ранѣе¹⁾ вывели величины соотвѣтственно равныя

$$V_1 = 10.1 \text{ клм. въ секунду или } 606 \text{ клм. въ минуту}$$

$$V_2 = 5.5 \text{ » » » » } 330 \text{ » » » }$$

$$V_3 = 3.1 \text{ » » » » } 186 \text{ » » » }$$

Отсюда, взявъ $D = 475$ клм., мы получаемъ по вышеуказанной формулѣ

$$\text{по 1-ой фазѣ} \quad T_0 = 9 \text{ ч. } 40.9 \text{ м.}$$

$$\text{» 2-ой »} \quad \text{»} = 9 \text{ » } 41.0 \text{ »}$$

$$\text{» 3-ей »} \quad \text{»} = 9 \text{ » } 40.8 \text{ »}$$

или въ среднемъ за моментъ начала землетрясенія въ центрѣ можемъ принять 9 ч. 40.9 м. съ ошибкою не болѣе 0.1 минуты.

¹⁾ См. Списокъ землетрясеній Иркутск. Обсерв. № 4, стр. 80 и 140.

Предварительное затѣмъ изученіе приблизительно 200 отвѣтовъ, полученныхъ нами отъ различныхъ корреспондентовъ, любезно приславшихъ намъ свои отвѣты на широко распространявшіеся нами опросные листы, дали приведенные ниже результаты. Къ сожалѣнію мы должны указать, что наши свѣдѣнія о результатахъ землетрясенія къ З отъ Енисея крайне скудны, равно какъ и данныя о мѣстности къ югу отъ нашей границы.

Такимъ образомъ всѣ наши выводы почти исключительно сводятся къ изученію проявленія землетрясенія въ Иркутской и Енисейской губерніяхъ и Забайкальской области. Возможно вполнѣ, что позднѣйшія данныя, на полученіе которыхъ еще можно рассчитывать, нѣсколько измѣнятъ нѣкоторые детали нашего обзора, довольно спѣшнаго и еще неокончательнаго, но общія черты его несомнѣнно останутся тѣ-же. По способу, уже неоднократно нами практиковавшемуся, мы нанесли на карту всѣ границы областей равной силы землетрясенія. Полученныя изосейсты указаны на приложенной карточкѣ.

Границы эпицентральной области нами пока совершенно не указаны. По общему очертанію другихъ изосейстъ можно думать, что эпицентровая область имѣетъ значительно большее распространеніе на З отъ указанной нами ранѣ центральной точки, чѣмъ на востокъ. 2 параллельныя короткія линіи къ ЮЗ отъ Косогола отмѣчаютъ мѣсто упомянутыхъ ранѣ трещинъ. Звѣздочкой отмѣчено мѣсто предполагаемаго эпицентра.

Слѣдующая затѣмъ сплошная линія указываетъ границы области 7 балловъ. Захватывая почти весь Минусинскій край, она выгибается сравнительно далеко на сѣверъ, проходитъ по предгорьямъ Саяна, спускается къ южной оконечности Байкала и затѣмъ рѣзко поворачивая къ ю-восточному склону Малханскаго хребта уходитъ на ю-западъ. Длинный языкъ ея между Чикомъ и Хилкомъ впервые указываетъ намъ явственное СВ направленіе, нѣсколько разъ затѣмъ повторяющееся въ разныхъ мѣстахъ другихъ изосейстъ. Слѣдующія 5-ти балльная изосейста вычерчивается съ бѣльшими подробностями. Она даетъ цѣлый рядъ ясно выраженныхъ выступовъ СВ направленія во многихъ мѣстахъ, начиная съ западнаго берега Енисея и кончая Забайкальемъ, гдѣ она вытягивается нѣсколькими языками вдоль Хамаръ-Дабана, Яблоноваго, Борщовочнаго и Газимурскаго хребтовъ.

Общее направленіе этой изосейсты въ начерченныхъ нами предѣлахъ сначала почти широтное, затѣмъ около Братскаго Острога довольно рѣзко мѣняется на ЮЗ и въ общихъ чертахъ остается такимъ до пересѣченія Онона, затѣмъ вдоль этой рѣки или по ЮВ склону Газимуро-Ононскаго хребта уходитъ въ СВ Монголію. Характернымъ является въ промежуточной между этой и слѣдующей 2-хъ балльной изосейстой присутствіе нѣ-

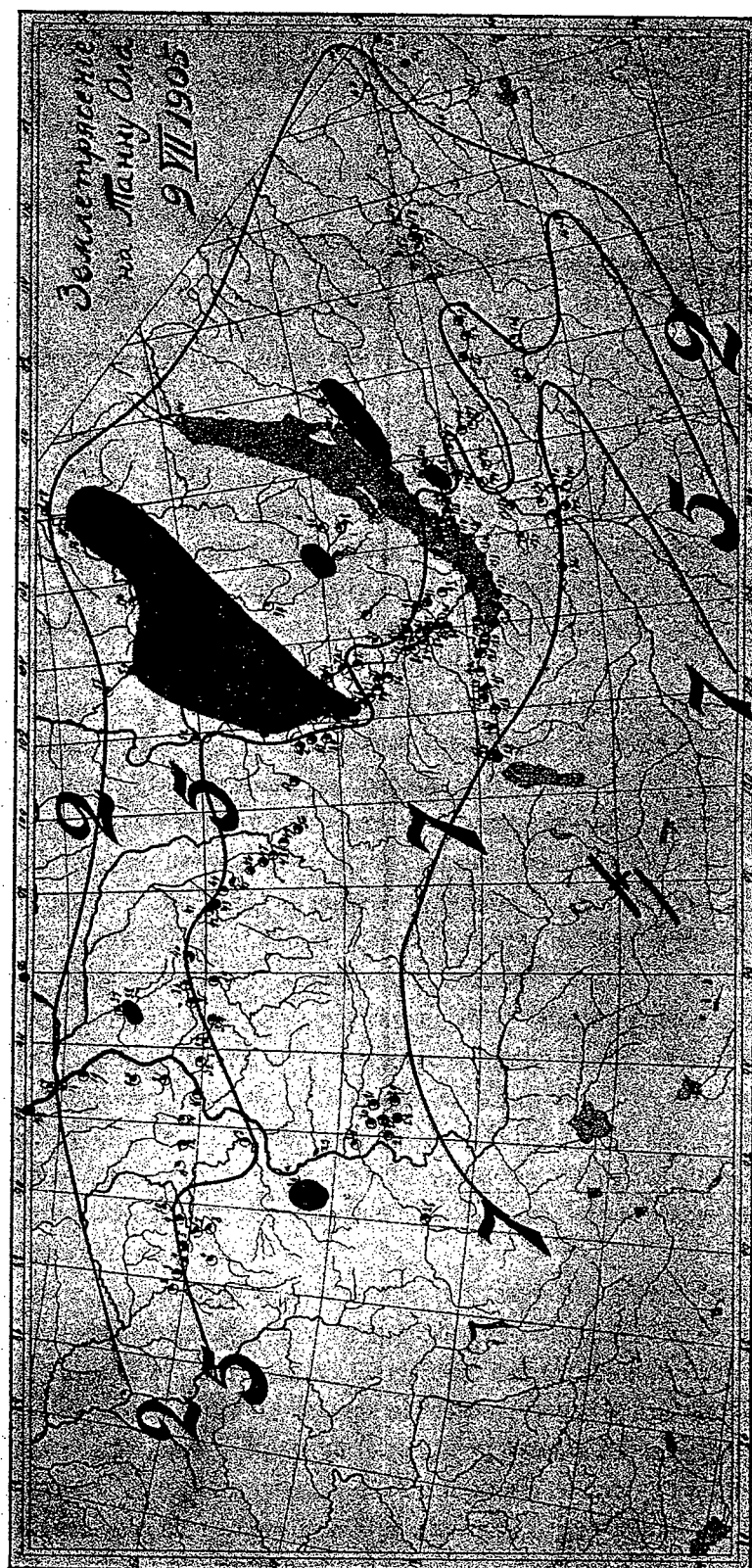
сколькихъ группъ областей полного затишья. Такая область особенно замѣтна отъ Братскаго Острога почти до Киренска. Она ясно вытянута въ томъ-же СВ направленіи, которое является характернымъ для многихъ изгибовъ изосейстъ этого землетрясенія. Вначалѣ, т. е. на ЮЗ своемъ, этотъ островъ затишья вполнѣ совпадаетъ съ Березовымъ хребтомъ.

Небольшое пятно такого-же затишья имѣется и около Верхоленска, затѣмъ гораздо большее тянется отъ Турки въ томъ-же СВ направленіи. Здѣсь на С границѣ области затишья въ устьяхъ Баргузина землетрясеніе чувствовалось сравнительно очень сильно, такъ что получается значительный контрастъ съ полнымъ затишьемъ сосѣднихъ мѣстъ. Татаурово и его окрестности отмѣчаются нами, какъ область затишья уже не впервые.

Также точно не первый разъ приходится отмѣчать замѣтное усиленіе землетрясенія у желѣзнодорожнаго перевала черезъ Яблоновый хребетъ и затѣмъ слабое, но все-же характерное усиленіе въ Стрѣтенскѣ. Изгибъ 2-хъ бальной изосейсты отъ Киренска на ЮВ и затѣмъ отъ Стрѣтенска на ЮЗ очень напоминаетъ границы также 2-хъ бальной изосейсты землетрясенія 26 ноября 1903 года: ЮВ граница 2-хъ бальной изосейсты также круто и опредѣленно поворачиваетъ на ЮЗ, т. е. совершенно согласуется съ СВ простираніемъ главнѣйшихъ хребтовъ Забайкалья, какъ и обѣ предыдущія изосейсты.

Вотъ все, кажется, что можно сказать въ видѣ общаго обзора изслѣдуемаго землетрясенія. Какъ конечный результатъ является несомнѣннымъ заключеніе, что данное землетрясеніе было не только тектоническаго характера, но и что причины, его вызвавшія, сродни тѣмъ причинамъ, которыя вызвали образованіе основныхъ орографическихъ единицъ Забайкалья. Такимъ образомъ мы приходимъ къ выводу, что основные мотивы созиданія рельефа нашей страны остаются тѣ-же, какими они были и въ наиболѣе отдаленныя геологическія эпохи.

18 августа 1905.



По поводу сообщения А. В. Вознесенского
о землетрясеніи 26 іюня (9 іюля) 1905 года на Танну-ола.

А. Герасимовъ.

Уже не въ первый разъ изученіе землетрясеній въ Забайкальской области и сосѣднихъ частяхъ Монголіи указываетъ на связь сейсмическихъ явленій съ основными чертами орографіи и тектоники потрясенныхъ областей. Но никогда, можетъ быть, эта связь не проявлялась столь рельефно и наглядно, какъ при землетрясеніи 26 іюня 1905 года.

На основаніи изученія данныхъ сейсмометрическихъ приборовъ Иркутской станціи, А. В. Вознесенскій опредѣлилъ движеніе сейсмической волны 26 іюня въ среднемъ на NO ок. 49° , т. е. почти въ томъ же самомъ направленіи, какому слѣдуютъ тѣ орографическіе элементы Забайкалья, обособленіе которыхъ обязано дислокаціоннымъ процессамъ т. н. «байкальскаго простиранія», въ общемъ идущаго на NO. Фактъ такого совпаденія направленій новѣйшихъ сейсмическихъ явленій и древнихъ тектоническихъ нарушеній въ земной корѣ является особенно интереснымъ для геолога, потому что онъ, провѣренный и подтвержденный уже нѣсколько разъ, даетъ ему въ руки средство для косвеннаго рѣшенія вопроса объ относительной древности дислокацій байкальской и другой (несаянской), направленной на NW. Естественно предполагать, что та изъ этихъ двухъ дислокацій моложе, которая еще донинѣ является опредѣляющимъ моментомъ въ распространеніи землетрясеній, имѣющихъ здѣсь безусловно тектоническій характеръ.

Но связь, даже почти полное тождество, направленій изученнаго А. В. Вознесенскимъ землетрясенія и главнѣйшихъ нарушеній въ земной корѣ въ Забайкальской Области выступаетъ еще нагляднѣе при болѣе детальномъ изученіи отдѣльных изосейстъ, нанесенныхъ на составленной г. Вознесенскимъ карточкѣ. Особенно богатый матеріалъ въ этомъ отношеніи даетъ изосейста, соответствующая силѣ 5 балловъ по шкалѣ Росси-Фореля. Дѣйствительно, мы видимъ на ней 5 весьма рѣзко очерченныхъ языковъ, вытянутыхъ въ NO-мъ направленіи.

Если ничего определеннаго нельзя сказать о геологическомъ значеніи самаго сѣвернаго изъ этихъ языковъ, расположеннаго въ области теченія р. Ангары близъ с. Братскаго острога, то съ тѣмъ большею увѣренностью можно говорить о 4 южныхъ языкахъ.

Первый изъ нихъ, расположенный въ области дельты р. Селенги, охватываетъ и тотъ знаменитый «Проваль», который образовался во время извѣстнаго землетрясенія 1861 года. Непосредственныя геологическія наблюденія, сдѣланныя въ этой мѣстности покойнымъ И. Д. Черскимъ, г. Фитингофомъ и въ послѣднее время В. Д. Рязановымъ, не даютъ определенныхъ указаній на существованіе здѣсь вертикальныхъ движеній земной коры, но вся совокупность данныхъ, имѣющихся по геологіи байкальской котловины, заставляетъ признать, какъ наиболѣе вѣроятное, сбросовое происхожденіе этой котловины, а слѣдовательно — и допустить неизбежность передвиженій огромныхъ участковъ земной коры по радіусу съ общимъ направлѣніемъ сбросовыхъ трещинъ на NO, въ согласіи съ общимъ направлѣніемъ и конфигураціей байкальскаго грабена.

Второй къ югу языкъ весьма отчетливо располагается по долиנѣ р. Уды выше г. Верхнеудинска, т. е. въ той части этой долины, которая согласно изслѣдованіямъ В. А. Обручева, представляетъ типичный грабенъ, нынѣ заполненный прѣсноводными юрскими и послѣтретичными отложеніями.

Третій языкъ, очень далеко заходящій на востокъ, соответствуетъ тектоническимъ долинамъ Хилка и отчасти Чикоя и промежуточной области весьма сложнаго по строенію Малханскаго хребта, также изученнаго проф. Обручевымъ. Въ этомъ хребтѣ обращаютъ на себя вниманіе полосы различныхъ массивно-кристаллическихъ породъ, гравитовъ, порфировъ, порфиритовъ и проч., въ общемъ вытянутыхъ на NO и — слѣдовательно — совершенно совпадающихъ по направлѣнію съ разсматриваемымъ участкомъ потрясенной области.

Наконецъ, самый южный языкъ 5-й балльной изосейсты отвѣчаетъ значительному участку долины р. Онона выше г. Акши, представляющему, согласно изслѣдованіямъ автора настоящей замѣтки, также грабенъ, расположенный между двумя древними горстами, — хребтами Газимуро-Ононскимъ на сѣверѣ и Эрмана на югѣ. Почти на всемъ протяженіи юго-восточной окраинной линіи Газимуро-Ононскаго хребта отъ г. Акши до устьевъ рч. Агуцы мнѣ удалось наблюдать выходы различныхъ массивно-кристаллическихъ породъ, какъ глубиннаго, такъ и эффузивнаго типовъ, вылившихся, очевидно, по тѣмъ трещинамъ, которыя обособили южную подошву Газимуро-Ононскаго хребта.

Вполнѣ опредѣленный заливъ въ томъ же NO-мъ направленіи, обнаруживаемый изосейстой въ 7 балловъ, точно соответствуетъ тектонической долины р. Чикоя (грабенъ), изученной г. Обручевымъ.

Эти бѣглыя замѣтки, мнѣ кажется, съ несомнѣнною ясностью устанавливаютъ связь между направлениемъ распространения сейсмическихъ волнъ 26 іюня 1905 года и древними тектоническими нарушениями въ Забайкальѣ. Онѣ, по моему мнѣнію, опредѣленно указываютъ также на большую легкость распространения землетрясеній по такимъ областямъ, которыя уже въ отдаленныя геологическія времена были ареной мощныхъ переворотовъ.

Въ заключеніе я позволю себѣ замѣтить, что острова сейсмическаго покоя, показанныя на картѣ г. Вознесенскаго въ числѣ четырехъ, съ геологической точки зрѣнія мнѣ совершенно непонятны. Можетъ быть, часть этихъ острововъ объясняется просто отсутствіемъ наблюдений (напр., между Ангарой и Леной въ области т. н. Березоваго хребта и дороги изъ Братскаго острога въ с. Усть-Кутъ), а часть — какими нибудь своеобразными особенностями геологическаго строенія весьма здѣсь немногочисленныхъ станцій. Геологически вся обширная область «острова землетрясенія» между р.р. Ангарой и Леной представляется довольно однородной: она сложена изъ сравнительно весьма слабо-дислоцированныхъ древнихъ осадочныхъ породъ, вѣроятно, силурійскаго (?) возраста.

Также непонятны и остальные «острова»: у Верхоленска на Ленѣ (здѣсь 26 ноября 1903 года наблюдалось, наоборотъ, мѣстное усиленіе землетрясенія), къ сѣверо-востоку отъ Турки и близъ с. Татаурова на р. Селенгѣ.

Необходимо, впрочемъ, указать, что и геологія всѣхъ этихъ мѣстностей извѣстна лишь «весьма приблизительно».
