JAHRES-BERICHT

ÜBER

DAS VEREINIGTE ALT- UND NEUSTÄDTISCHE

GYMNASIUM ZU BRANDENBURG

VON OSTERN 1883 BIS OSTERN 1884,

VERFASST

VON

Dr. EDUARD RASMUS,
DIREKTOR.

Hierzu als Beilage eine wissenschaftliche Abhandlung: **„Die indirekten Methoden zur Bestimmung der magnetischen Neigung“**, von Prof. Dr. Eduard Hutt.

BRANDENBURG A. D. H.
BUCHDRUCKEREI VON J. WIESIKE.
1884.

1884. Progr. No. 67.

I. Lehrverfassung.

1. Übersicht über die Lehrobjekte und die denselben bestimmten Stunden.

	I	IIa	IIb	IIIa	IIIb	IV	V	VI	Zusammen
Religion	2	2	2	2	2	2	2	3	17
Deutsch	3	2	2	2	2	2	2	3	18
Latein	8	8	8	9	9	9	9	9	69
Griechisch	6	7	7	7	7	—	—	—	34
Hebräisch	2	2		—	—	—	—	—	4
Französisch	2	2	2	2	2	5	4	—	19
Geschichte und Geographie	3	3	3	3	3	4	3	3	25
Mathematik resp. Rechnen	4	4	4	3	3	4	4	4	30
Physik	2	2	2	—	—	—	—	—	6
Naturbeschreibung	—	—	—	2	2	2	2	2	10
Schreiben	—	—	—	—	—	—	2	2	4
Zeichnen			2			2	2	2	8
Gesang				2			2	2	6
Turnen		2			2		2		6
Zusammen	38	38	38	36	36	34	34	32	256

2. Lehrertabelle für das Winter-Semester 1883/84.

<table>
<tr><th></th><th>Lehrer.</th><th>Prima.</th><th>Ober-Sekunda.</th><th>Unter-Sekunda.</th><th>Ober-Tertia.</th><th>Unter-Tertia.</th><th>Quarta.</th><th>Quinta.</th><th>Sexta.</th><th>Stundenzahl.</th></tr>
<tr><td>1.</td><td>1. Direktor
Dr. Rasmus, Ord. I.</td><td>Latein 8.
Griechisch 4.</td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td>Geschichte 1.</td><td>13</td></tr>
<tr><td>2.</td><td>2. Prorektor
Prof. Dr. Seyffert, Ord. IIa.</td><td>Geschichte 3.</td><td>Latein 6.
Griechisch 5.
Geschichte 3.</td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td>17</td></tr>
<tr><td>3.</td><td>3. Konrektor
Prof. Dr. Hutt.</td><td>Mathem. 4.
Physik 2.</td><td>Mathem. 4.
Physik 2.</td><td>Mathem. 4.
Physik 2.</td><td>Mathem. 3.</td><td></td><td></td><td></td><td></td><td>21</td></tr>
<tr><td>4.</td><td>4. Subrektor Oberlehrer
Dr. Strube, Ord. IIb.</td><td>Deutsch 3.
Griechisch 2.</td><td>Homer 2.</td><td>Latein 8.
Homer 2.</td><td></td><td>Ovid 2.</td><td></td><td></td><td></td><td>19</td></tr>
<tr><td rowspan="2">5.</td><td rowspan="2">5. Oberlehrer Lange.</td><td rowspan="2">Religion 2.
Hebräisch 2.</td><td>Religion 2.</td><td>Deutsch 2.
Religion 2.</td><td rowspan="2">Religion 2.
Griechisch 7.</td><td rowspan="2"></td><td rowspan="2"></td><td rowspan="2"></td><td rowspan="2"></td><td rowspan="2">21</td></tr>
<tr><td colspan="2">Hebräisch 2.</td></tr>
<tr><td>6.</td><td>1. Kollaborator
Dr. Schweitzer, Ord. IIIa.</td><td></td><td>Deutsch 2.</td><td></td><td>Latein 9.
Französ. 2.</td><td>Griechisch 7.</td><td></td><td></td><td></td><td>20</td></tr>
<tr><td>7.</td><td>2. Kollaborator
Grupp.</td><td>Französ. 2.</td><td>Französ. 2.</td><td>Französ. 2.</td><td>Naturbesch. 2.</td><td>Naturbesch. 2.
Mathem. 3.</td><td>Naturbesch. 2.
Mathem. 4.</td><td>Rechnen 4.</td><td></td><td>23</td></tr>
<tr><td>8.</td><td>3. Kollaborator
Dr. Göhling, Ord. IIIb.</td><td></td><td>Vergil 2.</td><td></td><td></td><td>Latein 7.
Französ. 2.
Geschichte 3.</td><td>Französ. 5.</td><td>Französ. 4.</td><td></td><td>23</td></tr>
<tr><td>9.</td><td>4. Kollaborator
Stockmann, Ord. IV.</td><td></td><td></td><td>Geschichte 3.</td><td>Geschichte 3.</td><td>Religion 2.
Deutsch 2.</td><td>Latein 9.
Religion 2.</td><td>Religion 2.</td><td></td><td>23</td></tr>
<tr><td>10.</td><td>5. Kollaborator
Dr. Hartung, Ord. V.</td><td></td><td></td><td>Griechisch 5.
Deutsch 2.</td><td></td><td></td><td></td><td>Latein 9.
Deutsch 2.
Geschichte 1.
Geogr. 2.</td><td></td><td>21</td></tr>
<tr><td>11.</td><td>Wissensch. Hülfslehrer
Müller, Ord. VI.</td><td></td><td></td><td></td><td></td><td></td><td>Geschichte 4.
Deutsch 2.</td><td></td><td>Latein 9.
Deutsch 3.
Geogr. 2.</td><td>20</td></tr>
<tr><td>12.</td><td>Musikdirektor
Dr. Thierfelder.</td><td colspan="6">Gesang 2.</td><td>Gesang 2.</td><td>Gesang 2.</td><td>6</td></tr>
<tr><td>13.</td><td>Gymnasial-Elementarlehrer
Rosin.</td><td colspan="5">Zeichnen 2.</td><td>Zeichnen 2.</td><td>Zeichnen 2.
Schreiben 2.
Naturbesch. 2.</td><td>Religion 3.
Zeichnen 2.
Schreiben 2.
Naturbesch. 2.
Rechnen 4.</td><td>23 und
6 Turnen.</td></tr>
</table>

3. Erledigte Unterrichts-Pensa.

Prima.

Religion: S. Lektüre des Römerbriefes im Grundtexte. — W. Confessio Augustana. Unterscheidungslehren. Wesen der Union.
Deutsch: S. Das Leben und die Schriften Lessings. — W. Das Leben und die Schriften Goethes.
Lateinisch: S. Cic. Tuscul. I, Horat. Carm. III. — Privatim Livius XXXXIV und XXXXV. — W. Cicero in Verrem IV. Tacit. German., Horat. Carm. IV, einige Epoden und Satiren. — Privatim Liv. IX und X.
Griechisch: S. Plato Protag. Homer Ilias VII—XII. — W. Demosth. d. corona. Ilias XIII—XV. Sophokles Antigone.
Französisch: S. Guizot Révolution d'Angleterre. — Corneille Horace.
Hebräisch: I. Samuel. und Psalmen. S. Die Lehre vom Nomen. — W. Das Wichtigste aus der Syntax.
Geschichte: Geschichte der neueren Zeit bis 1871. Repetition der alten Geschichte, besonders der Verfassungsgeschichte. — Geographische Repetitionen.
Mathematik: S. Stereometrie und Trigonometrie. — W. Stereometrie und Syntaktik.
Physik: Akustik und Wellentheorie.

Ober-Sekunda.

Religion: Neutestamentliche Bibelkunde. S. I. Hälfte: Synoptische Evangelien. — W. II. Hälfte: Apostolische Zeit. Lektüre ausgewählter Abschnitte aus den Briefen.
Deutsch: S. Einführung in die Litteratur des Mittelalters nach Proben. — W. Schillers Wallenstein und einige elegische Dichtungen.
Lateinisch: S. Cic. d. imper. Cn. Pomp., p. Ligario. Vergil Aen. VI. — Privatim Liv. XXIII. — W. Cic. pr. Rosc. Amerino. Elegiker nach der Auswahl von Schulze. — Privat. Liv. XXIV. Grammatische Repetitionen im Anschlufs an die Lektüre nach Bedürfnis.
Griechisch: S. Plato Apol. u. Krito. Herod. VIII. Homer Odyss. I—VI. — W. Lysias. Herodot IX. Homer Odyss. VII—XII. — S. Wiederholung der Kasuslehre. Genera Verbi. Tempora. Modi. — W. Infinit. Partic. Partikeln.
Französisch: S. Michaud, Troisième croisade. — W. Ségur Histoire de la grande armée. — S. Hauptregeln der Modi. Repetition der Tempuslehre. — W. Adverbia, Pron., Casus der Verba, einige Konjunktionen.
Hebräisch: Grammatik und Lektüre nach dem Grundlehrplan.
Geschichte: Römische Geschichte und Geographie von Alt-Italien. S. Bis zum Beginn des zweiten pun. Krieges. — W. Bis Marc. Aurel.
Mathematik: S. Trigonometrie. — W. Gleichungen. Geometrische Übungen.
Physik: Mechanik.

Unter-Sekunda.

Religion: S. Alttestamentliche Bibelkunde. — W. Lektüre der Apostelgeschichte im Grundtexte.
Deutsch: S. Herders Cid, Goethes Hermann und Dorothea. — W. Schillers Glocke und Jungfrau von Orleans.
Lateinisch: S. Cicero pro rege Deiotaro, pro Ligario, Sallust. Catil., Verg. Aen. III. — W. Cicero Catilin. III. IV. Livius I. Ovid Tristia. — Methodische Wiederholung und Ergänzung der Syntax.
Griechisch: S. Xenophon Anabasis V. VI. Homer Odyssee I—IV. — W. Xenophon Hellenica II. Homer Odyssee IX—XII. — S. Repetition der Lehre vom Verbum. Einiges von den Modis. — W. Artikel. Pronomina. Kasus.
Französisch: Michaud, Première croisade. — W. Souvestre au coin du feu. — S. Zahlwörter. Praepositionen. Wortstellung. — W. Inversion. Tempuslehre. Das Wichtigste vom Gebrauch des Artikels.
Hebräisch: mit IIa kombiniert.

Geschichte: Griechische Geschichte und Geographie von Alt-Griechenland. S. Bis zu den Perserkriegen. — W. Bis zu Alexanders Tode. — Geographische Repetitionen.
Mathematik: S. Ähnlichkeitslehre. Logarithmen. — W. Gleichheitslehre. Algebraische Übungen. Gleichungen 1. Grades.
Physik: S. Allgemeine Körpereigenschaften und Anfangsgründe der Chemie. — W. Elektricität.

Ober-Tertia.

Religion: S. Leben Jesu nach Matthäus. — W. Apostelgeschichte. Kurze Übersicht der Reformation.
Deutsch: S. Lektüre aus dem Lesebuche mit Belehrungen über Gegenstände der Rhetorik. — W. Desgl. mit Belehrungen über Gegenstände der Poetik.
Lateinisch: S. Caesar bell. civil. I, Ovid Metam. VIII mit Auswahl. — W. Caesar bell. civil. III, Ovid Metam. IX mit Auswahl. Prosodie, Modus- und Tempuslehre II.
Griechisch: Xenophon Anabasis S. I. — W. IV. — S. Verba liquida. Contracta. Augmentationen. Verba auf μι. — W. Wichtigste Komposita auf μι, „kleine Verba", Verba anomala.
Französisch: Voltaire Charles XII. — S. Genaueres über Verbes pronominaux und impersonnels. Geschlecht und Pluralbildung der Substantiva. — W. Féminin, Steigerung, Gebrauch der Adjektiva, Adverbia. Hauptregeln über den bestimmten Artikel.
Geschichte: Brandenburgisch-Preufsische Geschichte. S. Bis 1701. — W. Bis 1871. — S. Geographie von Preufsen. — W. Geographie der aufsereuropäischen Länder.
Mathematik: S. Die Lehre vom Kreise. — W. Die Lehre von den Potenzen und Wurzeln.
Naturbeschreibung: S. Botanik (Anatomie). — W. Mineralogie.

Unter-Tertia.

Religion: S. Erklärung des IV. und V. Hauptstücks. Geschichte des Volkes Israel bis zu den Richtern. — W. Bis zur Eroberung Palästinas durch die Römer.
Deutsch: Lektüre und Memorieren von Gedichten epischen Inhalts nach dem Lesebuch. — S. Wiederholung der Satzlehre. Die indirekte Rede. — W. Wiederholung der Flexionslehre. Anfänge von Disponierübungen.
Lateinisch: Caesar bell. gall. I. II. Ovid Metam. II. — W. Caesar bell. gall. VII. Ovid Metam. III. Prosodie. Wiederholung des Quartanerpensums. Tempus- und Moduslehre I.
Griechisch: S. Regelmäfsige Deklinationen. Εἰμί. Verba pura. — W. Unregelmäfsige Deklination. Verba muta u. liquida. — Lektüre des Lesebuchs von Gottschick.
Französisch: S. Repetition des Quartanerpensums. Unregelmäfsigkeiten der Konjugationen. — W. Verbindung der Verba mit avoir und être. Wiederholung der Formenlehre. Hauptregeln der Tempuslehre.
Geschichte: Deutsche Geschichte. — S. Bis zum Interregnum. — W. Bis zum westfälischen Frieden. Geographie: S. Aufsereuropäische Länder. — W. Repetition von Mitteleuropa.
Mathematik: S. Vier Spezies der Buchstabenrechnung. — W. Lehre von den Dreiecken, Vierecken, Parallelogrammen, Trapezen.
Naturbeschreibung: S. Botanik (Morphologie). — W. Zoologie (Der menschliche Körper).

Quarta.

Religion: S. Lektüre und Besprechung ausgewählter Gleichnisse und Reden Christi. Erklärung des III. Hauptstückes. — W. Geographie von Palästina. Einteilung des Kirchenjahres. Memorieren des IV. und V. Hauptstückes, sowie einzelner Kirchenlieder.
Deutsch: Lektüre des Lesebuchs. — S. Abschlufs der Satzlehre. Fremdwörter. — W. Das Wichtigste über Flexion und Wortbildung.
Lateinisch: Cornelius Nepos ausgewählte Biographieen. Kasuslehre.
Französisch: S. Repetition des Quintanerpensums. Plötz, Elementargr. § 61—82. — W. Plötz § 83—112.

Geschichte und Geographie: Das Wichtigste aus der griechischen und römischen Geschichte. — S. Geographie Europas. — W. Allgemeine Geographie Deutschlands.
Mathematik: S. Rechnung mit Dezimalzahlen. — W. Einführung in die Planimetrie. Punkte. Linien. Winkel. Repetition der Regeldetri.
Naturbeschreibung: S. Botanik. Demonstrationen lebender Pflanzen. — W. Zoologie. Niedere Tiere, besonders Insekten.

Quinta.

Religion: Biblische Geschichten aus dem neuen Testamente. Erklärung des II., Memorieren des III. Hauptstücks. Memorieren von Sprüchen und Kirchenliedern.
Deutsch: Lektüre und Memorieren aus dem Lesebuche. Orthographische Übungen. S. Ergänzung der Lehre vom einfachen Satze. — W. Der zusammengesetzte Satz. Interpunktion.
Lateinisch: Die unregelmäfsige Formenlehre. Hauptregeln vom Acc. c. inf. Ablat. absol. Städtenamen. Lektüre des Lesebuchs.
Französisch: Plötz, Elementargrammatik. S. § 1—30. — W. § 31—60.
Geschichte: Sagen und Geschichten aus dem Mittelalter. Geographie: S. Repetition der Grundlehren. S. Asien. — W. Afrika. Amerika Australien.
Rechnen: S. Bruchrechnung. W. Regeldetri und Zinsrechnung.
Naturbeschreibung: S. Botanik. Demonstrationen lebender Pflanzen. Das Linné'sche System. — W. Zoologie. Wirbeltiere.

Sexta.

Religion: Biblische Geschichten aus dem alten Testamente. Memorieren von Sprüchen und Kirchenliedern. — S. Das I. Hauptstück wird gelernt und erklärt. — W. Das II. Hauptstück wird gelernt.
Deutsch: Lektüre und Memorieren aus dem Lesebuche. Orthographische Übungen. — S. Der einfache Satz. — W. Präpositionen.
Lateinisch: Die regelmäfsige Formenlehre. Lektüre des Lesebuchs.
Geographie: S. Einführung in die Geographie. — W. Europa.
Rechnen: S. Repetition der vier Spezies mit unbenannten und Vorübungen zum Rechnen mit benannten Zahlen. Elemente der Dezimalbruchrechnung. — W. Rechnen mit benannten Zahlen.
Naturbeschreibung: Beschreibung einheimischer Pflanzen (S.) und Tiere (W.).
Geschichte: Sagen und Geschichten aus dem Altertum.

4. Verzeichnis der Schulbücher.

Religion: Hollenberg, Hilfsbuch für den evang. Religionsunterricht, II—I. O. Schulz: Bibl. Lesebuch. VI—III. Das griechische neue Testament, II—I.
Deutsch: Hopf und Paulsiek, Lesebuch. VI—IIIa. Kluge, Geschichte der Nationallitteratur II—I.
Latein: Ellendt-Seyffert, Grammatik VI—I. Seyffert, Materialien, I. Seyffert, Übungsbuch, IIa. Süpfle, Aufgaben für die oberen Klassen, IIb. Seyffert, Palaestra Musarum, III. v. Gruber, Übungsbuch IIIa. Die Ostermannschen Übungsbücher von VI—IIIa.
Griechisch: Franke und v. Bamberg, Formenlehre, III—I. Seyffert und v. Bamberg, syntaktische Regeln, IV—I. Seyffert, Übungsbuch, II—I. Gottschick, Lesebuch III.
Französisch: Plötz, vocabulaire system., IIIa—II. Plötz, Schulgr., III—I. Plötz, Elementargr. V—IV.
Hebräisch: Gelbe, Grammatik, II—I. Gesenius, Lesebuch, II. Hebr. Bibel, I.
Geschichte: W. Herbst, hist. Hilfsbuch, II—I. Eckertz, Hilfsbuch, III. Jäger, Hilfsbuch, IV.
Geographie: Daniel, Leitfaden, VI—IV. Daniel, Lehrbuch, III.
Mathematik: Mehler, Hauptsätze der Elementar-Mathematik, IV—I. Meier Hirsch, III—I. August, Logarithmentafeln, II—I.
Physik: Jochmann-Hermes, Grundrifs, II. I.

5. Technischer Unterricht.

Gesang. Erste Abteilung: Schüler aller Klassen. Die Mehrzahl bilden den Kirchenchor, welcher in der St. Katharinenkirche die liturgischen Gesänge ausführt. — Vierstimmige Lieder, Motetten, Psalmen.

2. Quinta. Treffübungen. Ein- und zweistimmige Choräle und Lieder.

3. Sexta: Elemente. Einstimmige Choräle und Lieder.

Zeichnen. 1. Schüler der Klassen I—IIIb incl. fakultativ.: Perspektive. Schwierigere Ornamente. Köpfe.

2. Quarta: Leichtere Ornamente. Anfänge des Landschaftszeichnens. Anleitung zum Zeichnen geometrischer Figuren.

3. Quinta: Vorübungen und Anfänge des Ornamentzeichnens.

4. Sexta: Die gerade und gebogene Linie.

Turnen. 1. Schüler der Klasse IIb—I. S. Hauptsächlich Turnspiele im Freien. W. Die schwierigeren Ordnungs- und Gerätübungen. Hantel- und Eisenstabübungen.

2. IIIa und IIIb. S. wie Abt. I. — W. Ordnungs- und Gerätübungen. Schwierigere Freiübungen und leichte Eisenstabübungen.

3. VI—IV. S. wie Abt. I. — W. Freiübungen. Übungen mit dem Holzstabe. Leichte Gerätübungen.

6. Themata zu den Abiturienten-Arbeiten.

Michaelis 1883. Deutscher Aufsatz: Wie erklärt sich in der Ilias Agamemnons Bereitwilligkeit zur Versöhnung mit Achill?

Lateinischer Aufsatz.: Saepe viros magnos gloriam virtutibus partam vitiis obscuravisse.

Mathematik: 1) In einem gleichseitigen Dreiecke sind über den Seiten als Durchmessern nach innen Halbkreise beschrieben. Es entstehen dadurch über den Hälften der Seiten sechs aufserhalb des Dreiecks liegende Kreisbögen, welche eine kleeblattförmige Figur begrenzen. Es soll der Flächeninhalt derselben berechnet werden, wenn die Seite des Dreiecks gleich s gegeben ist. 2) Von einem rechtwinkligen Parallelepipedon von quadratischer Grundfläche ist die Summe der letzteren und einer der auf derselben senkrecht stehenden Diagonalschnitte gegeben. Wie gross sind die Kanten des Prismas, wenn der Rauminhalt ein Maximum werden soll? 3) Drei Kreise mit den Halbmessern $r_1 = 1m$, $r_2 = 2m$, $r_3 = 3m$ berühren einander zu je zweien von aufsen; wie grofs ist die zwischen ihnen liegende Fläche? 4) $x^4 + y^4 + x^2 + y^2 = a = 22$, $x + y = b = 3$.

Hebräisch: Levit. 26, 3—8.

Ostern 1884. Deutscher Aufsatz: Sophokles' Antigone. Ein Charakterbild.

Lateinischer Aufsatz: Demosthenem et Ciceronem studiorum assiduitate, patriae amore, vitae exitu fuisse simillimos.

Mathematik: 1) Zur Konstruktion eines Parallelogramms sind die Diagonalen und die Differenz der Quadrate der beiden Seiten gegeben. 2) Von einem Dreiecke ist der Flächeninhalt, der Unterschied zweier Seiten und der von denselben eingeschlossene Winkel gegeben; es mögen die noch fehlenden Stücke berechnet werden. $I = 210$ qcm; $a - b = d = 8$ cm; $\gamma = 81^0\, 12'$. 3) Der Rauminhalt eines geraden, abgestumpften Kegels sei v, die Höhe gleich h und der Unterschied der Halbmesser der beiden Grundflächen gleich d; wie grofs sind diese beiden Radien und wie grofs ist die krumme Oberfläche des Körpers? $v = 575, 54$ ccm; $h = 24$ cm; $d = 7$ cm. 4) 8 kg schwefelsaures Silberoxyd ($Ag_2\,S\,0_4$) sollen in ihre Bestandteile zerlegt und alsdann soll das gewonnene Silber zur Herstellung von Silbernitrat ($Ag\,N\,0_3$) verbraucht werden; wie viel Stickstoff und Sauerstoff ist zu dem letzteren Procefs erforderlich?

$$Ag = 108;\ S = 32;\ 0 = 16;\ N = 14.$$

Hebräisch: Psalm 92, 1—6.

7. Themata zu den deutschen und lateinischen Aufsätzen.

a) in Prima: 1. Wie ist in Sophokles' „Aias" das Unglück der Helden in dem Charakter derselben gegründet? 2. Gedankengang von Lessings Abhandlung „Wie die Alten den Tod gebildet". 3. Der Charakter des Wirtes in Lessings „Minna von Barnhelm". 4. Woraus schliefst Lessing, dafs die Künstler der Laokoongruppe Vergil nachgeahmt haben und nicht dieser jenen? 5. Wie erklärt sich Agamemnons Bereitwilligkeit zur Versöhnung mit Achill? 6. Die Vorfabel zu Lessings „Nathan der Weise". 7. Die deutschen Zustände nach Goethes „Götz von Berlichingen". 8. a) Goethes Klavigo ein Pendant zu Weislingen in „Götz von Berlichingen". b) Wie bestimmt Karlos seinen Freund Klavigo zum zweiten Male sein Wort zu brechen? 9. Der Charakter Antonios in Goethes „Torquato Tasso". 10. Die Bedeutung der Volksscenen in Goethes „Egmont" (Klassenaufsatz).

b) in Obersekunda: 1. Mit welchem Rechte sagt Ovid von der Ceres „prima dedit leges"? 2. Die Dienerschaft des Odysseus bei seiner Rückkehr. 3. Was erfahren wir über die Verhältnisse im Hause des Odysseus im ersten Buche der Odyssee? (Klassenaufsatz.) 4. Mannentreue im Nibelungenliede. 5. Charakteristik des Ritters in Schillers „Kampf mit dem Drachen". 6. Durch welche Umstände wird die Freundestreue des Möros in ein besonders helles Licht gesetzt? 7. Inhalt und Gedankengang des Prologs zu „Wallenstein". 8. Wachtmeister, Jäger und Kürassier in „Wallensteins Lager". 9. Mit welchen Verhältnissen werden wir im ersten Akt der „Piccolomini" bekannt gemacht? 10. Was fesselt den Max Piccolomini an Wallenstein und was reifst ihn von demselben los? (Klassenaufsatz.)

c) in Unter-Sekunda: 1. Der Cid unter Ferdinand dem Grofsen. Eine Erzählung nach Herders Gedicht. 2. Die Lage der Stadt Brandenburg in hydrographischer Beziehung. 3. Schilderung des Rittertums in Herders Cid. 4. Die Ausfahrt auf Kundschaft in Goethes „Hermann und Dorothea". (Klassenaufsatz.) 5. Vergleichung der Urteile, welche in Goethes „Hermann und Dorothea" von dem Vater, der Mutter und dem Pfarrer über Hermann gefällt werden. 6 Charakterschilderung des Apothekers in Goethes „Hermann und Dorothea". 7. Schilderung des Familienlebens in Schillers Lied von der Glocke. 8. Wie entsteht nach dem Prolog zur „Jungfrau von Orleans" in Johanna der Entschlufs, die Waffen zur Rettung des Vaterlandes zu ergreifen? 9. Wie gewinnt in Schillers „Jungfrau von Orleans" die Heldin das Vertrauen des Volkes? 10. Zug der Israeliten von Gosen bis an den Jordan. (Klassenaufsatz.)

Lateinische Themata. a) in Prima: 1. Marcet sine adversario virtus. 2. Vere si volumus iudicare, multae res exstiterunt urbanae maiores clarioresque quam bellicae. 3. a) Quibus potissimum in rebus cernatur Alexandri magnitudo. b) De hominum cupiditate sedes mutandi et alio demigrandi quid censeat Horatius. 4. Saepe apud Graecos et Romanos viros fortes pro patria ad non dubiam mortem concurrisse. (Klassenaufsatz.) 5. Quam recte Plato escam malorum appellet voluptatem. 6. Sua perversitate Persea regem Macedonum interiisse. 7. Graecos libertatem externis bellis servatam domesticis perdidisse. 8. Potest ex casa vir magnus exire. 9. De C. Verris opera et artificia auferendi cupiditate. (Klassenaufsatz.) 10. Quae sit eloquentiae vis exemplis demonstretur.

b) in Obersekunda: 1. Quibus de causis Cicero reliquum bellum Mithridaticum censuerit necessarium. 2. M. Furius Camillus quo iure alter urbis conditor appellatus sit. 3. S. Roscii causa suscepta M. Tullium Ciceronem se summa laude dignum praebuisse. 4. C. Marius bello melior an pace perniciosior fuerit.

8. Mitteilungen
aus den Verfügungen des Königlichen Provinzial-Schul-Kollegiums.

1883. 28. März. Ministerialreskript vom 15. März. Bestimmungen wegen des Übergangs von Schülern eines Gymnasiums zu einem Realgymnasium und umgekehrt.

20. Juni. Bestimmungen über die Zahl der Lektionen der Probeamts-Kandidaten.

21. August. Allerhöchster Erlafs vom 21. Mai. Bestimmungen über die Lutherfeier am 10. November.

1. November. Die seitens der Anstalt gemachten Vorschläge über die Lutherfeier werden genehmigt.

17. November. Die Entfernung eines Schülers wird genehmigt.

28. November. Neue Bestimmungen über die Reklamation von unabkömmlichen Lehrern bei einer Mobilmachung.

13. Dezember. Die Wahl des Prof. Dr. Seyffert zum Stadtverordneten wird genehmigt.

1884. 4. Januar. Ferienordnung für das Jahr 1884:

1. Osterferien:

Schulschlufs: Sonnabend, den 5. April.
Beginn des Schuljahres: Montag, den 21. April.

2. Pfingstferien:

Schlufs der Lektionen: Freitag, den 30. Mai.
Beginn der Lektionen: Donnerstag, den 5. Juni.

3. Sommerferien:

Schlufs der Lektionen: Sonnabend, den 5. Juli.
Beginn derselben: Montag, den 4. August.

4. Herbstferien:

Schlufs des Sommersemesters: Sonnabend, den 27. September.
Beginn des Wintersemesters: Montag, den 13. Oktober.

5. Weihnachtsferien:

Schlufs der Lektionen: Sonnabend, den 20. Dezember.
Beginn derselben: Montag, den 5. Januar 1885.

19. Januar. Guts-Muths' Spiele, herausg. von Schettler, werden empfohlen.

II. Chronik.

Zu Ostern 1883 trat in das Lehrerkollegium als vierter Kollaborator Herr K. Stockmann*), bis dahin wissenschaftlicher Hilfslehrer am hiesigen Realgymnasium.

Am 14. April ward auf dem neustädtischen Kirchhofe durch eine Ansprache des Herrn Superintendenten Wegener das Grabmal eingeweiht, welches dem verstorbenen Prorektor Hrn. Nagel die Dankbarkeit und Liebe der Schüler errichtet hatte.

Am 19. Juni unternahmen die oberen und mittleren Klassen der Anstalt eine Turnfahrt nach Pritzerbe und von dort nach dem Görden, wohin die unteren Klassen inzwischen gezogen waren.

Vom 1. Juni bis zu den Sommerferien war Herr Prof. Dr. Hutt einer Badekur wegen beurlaubt. Seine Vertretung geschah durch Herrn Schulamtskandidaten Dr. Beau. Letzterer beteiligte sich in dankenswerter Bereitwilligkeit auch bei der Vertretung des Herrn Gymnasiallehrers Grupp, welcher vom 18. Juni bis zu den Ferien zu einer Übung als Landwehroffizier einberufen war. — Herr Prof. Dr. Hutt mufste auch nach den Ferien in der ersten Woche wegen Erkrankung den Unterricht aussetzen.

Am 31. August fand die mündliche Abiturientenprüfung des Sommersemesters unter dem Vorsitze des Herrn Geh. Regierungsrats Dr. Klix statt. Drei Examinanden wurden für reif erklärt.

Am 2. September beging die Anstalt durch gemeinsamen Kirchgang die Feier des Sedantages. Zur Vorfeier desselben wurde am 1. September mittags eine gemeinsame Fahrt nach Potsdam, Babelsberg und Glienecke unternommen.

Am 21. Oktober beteiligten sich Lehrer und Schüler an der Feier des heiligen Abendmahls in der Katharinenkirche.

Am 10. November beging die Anstalt die Erinnerungsfeier an die Geburt Martin Luthers. Wegen der Beschränktheit des Raumes mufste der Coetus geteilt werden. Über die Bedeutung des Tages sprach zu den Schülern der oberen und mittleren Klassen der Direktor, zu den jüngeren Schülern Herr Oberlehrer Lange. Nach der Feierlichkeit erhielten alle evangelischen Schüler die Festschrift von Köstlin, welche durch die Liberalität des Patronats zur Verfügung gestellt war.

Am 6. März d. J. nachmittags machte die Anstalt einen Spaziergang nach Brielow und dem Görden.

Am 22. März beging die Anstalt die Feier des Geburtstages Sr. Majestät des Kaisers durch gemeinsamen Kirchgang.

*) Karl Stockmann, geb. am 29. Juli 1855 zu Nörenberg, ging vom Gymnasium zu Stargard i. P. mit dem Zeugnis der Reife ab Michaelis 1876, studierte in Berlin, Leipzig und Greifswald Geschichte und bestand das Examen pro facultate docendi am 29. u. 30. Juli 1881. Von Michaelis 1881 bis Michaelis 1882 war derselbe am hiesigen Realgymnasium als cand. prob., demnächst als wissenschaftlicher Hilfslehrer beschäftigt.

III. Statistische Übersicht.

I. Frequenz.

Klasse.	1. Im Sommer-Semester 1883. Gesamtzahl.	Evangelische.	Jüdische.	Einheimische.	Auswärtige.	2. Im Winter-Semester 1883/84. Gesamtzahl.	Evangelische.	Jüdische.	Einheimische.	Auswärtige.
Prima	22	21	1	13	9	17	16	1	12	5
Ober-Sekunda	16	16	—	12	4	15	15	—	11	4
Unter-Sekunda	28	28	—	19	9	26	26	—	18	8
Ober-Tertia	22	21	1	13	9	22	21	1	13	9
Unter-Tertia	37	36	1	25	12	37	36	1	25	12
Quarta	29	28	1	21	8	29	28	1	21	8
Quinta	38	33	5	24	14	36	30	6	22	14
Sexta	22	22	—	14	8	20	20	—	12	8
Summa	214	205	9	141	73	202	192	10	134	68

2. Abiturienten.

Das Zeugnis der Reife erhielten:

	Name	Geburtsort	Stand des Vaters	Konfession	Alter	Aufenthalt in der Anstalt	Aufenthalt in der Prima	Beruf.
Michaelis 1883	1. August Zimmermann	Nielebock bei Genthin	Gutsbesitzer	Evang.	$20^3/_4$	$9^1/_2$	$2^1/_2$	Jura.
	2. Werner Bodenstein	Hohenziatz bei Burg	Rittergutsbes. †	Evang.	$18^1/_2$	$8^1/_2$	2	Landwirtschaft.
	3. Ernst Rasmus	Frankfurt a. O.	Gymnasialdirekt.	Evang.	$18^1/_2$	5	2	Geschichte.

Das Resultat des diesjährigen Ostertermins ist der späten Lage wegen noch nicht festgestellt.

3. Aufserdem sind im Laufe des Schuljahres abgegangen:

Aus I: B. Schulze, Schröder, Lau. Aus IIa: Danneil. Aus IIb: Deichmann, Hoffmann, Hoyer. Dahms, Sänger, Sasse. Aus IIIb: Hinnenburg, Linsel, Zimmermann, Kühn, Bader. Aus IV: M. Kauffmann, v. Heydebreck, Schrader. Aus V: A. Kauffmann, Pitschmann, Muermann, M. Kramer, Prietzel. Aus VI: Manger, P. Kauffmann, Bröcking.

4. Vermehrung der Bibliotheken und des Lehrapparats.

A. Lehrerbibliothek.

Aufser den verschiedenen wissenschaftlichen Zeitschriften resp. Jahrbüchern für 1883 sind angekauft worden: Verhandlungen der Direktoren-Versammlungen, 14—15. H. Prutz, Kulturgeschichte der Kreuzzüge. C. Bursian, Geschichte der klassischen Philologie in Deutschland. Lotze, Mikrokosmos. Nissen, kritische Untersuchungen über die Quellen der 4. und 5. Decade des Livius. Jahresbericht der Geschichtswissenschaft, III. Allgemeine deutsche Biographie 81—88. Herders Werke, herausg. von B. Suphan, 6. und 18. Herzog und Plitt, Real-Encyclopädie für protestantische Theologie, 107—124. W. Onken, Allgem. Geschichte in Einzeldarstellungen, 63—78. Köstlin, Martin Luther; sein Leben und seine Schriften. Grotefend, Handbuch der historischen Chronologie. Baginsky, Handbuch der Schulhygiene, 2 Aufl. Heeren und Uckert, Geschichte der europäischen Staaten, 44, 2. und 45, 1. Weigand, deutsches Wörterbuch. Horatius, erklärt von Schütz. Keller, Epilegomena zum Horaz. Burguy, grammaire de la langue d'oïl. Montesquieu, considérations s. l. causes etc. Guizot, histoire de la révolution. Xenophontis Memorabilia. Teubn. Karte der höheren Unterrichtsanstalten Preufsens im Jahre 1882. Adrefskalender der Stadt Brandenburg vom Jahre 1883.

Geschenke: Gallia, kritische Monatsschrift für französische Sprache und Litteratur von Krefsner, Band I. von Herrn Dr. Göhling. Geschichtstabellen für höhere Schulen von Rethwisch und Schmiele; Ciceronis Cato maior ed. Julian Ley; beides vom Verleger. Bibliotheca historica von Heberle, vom Herausgeber. Festschrift zur Einweihung des neuen Gymnasialgebäudes zu Wesel, 1882. Geschenk der Anstalt.

B. Mathematische Bibliothek.

Crelles Journal; Poggendorffs Annalen; Beiblätter zu Poggendorffs Annalen; Hoffmann, Zeitschrift für mathematischen Unterricht; Gretschel u. Wunder, Jahrbuch der Erfindungen; Neumann, Theoretische Physik; Newcomb, Astronomie; Gretschel, Lexikon der Astronomie.

C. Physikalisches Kabinett.

Eine optische Bank. Zwei Flaschenelemente.

D. Schülerbibliothek.

Schillmann, Bilder aus der märkischen Heimat. 1 Bd. — W. Farrar, St. Winifred oder die Schülerwelt. — Buschmann, Bilder aus dem alten Rom. — L. Freytag, Das Nibelungenlied. — W. v. Kügelgen, Jugenderinnerungen eines alten Mannes. — Göll, Die Weisen und Gelehrten des Altertums. — Göll, Die Künstler und Dichter des Altertums. — Schwebel, Hans Jürgen v. d. Linde. — Schwebel, Sagen der Hohenzollern. — Thomas, Buch der Entdeckungen. — Fofs, Bilder aus der Karolingerzeit. — Ernst v. Wildenbruch, Der Meister von Tanagra. — Armknecht, Der Pfadweiser. — Lübker, Reallexikon des klass. Altertums. — Kuno Fischer, Lessing als Reformator der deutschen Litteratur. — G. Freytag, Die Ahnen. 6 Bde. 2. Exemplar. — Treitschke, Deutsche Geschichte im 19. Jh. II. Teil. — Rein, Leben Luthers. — Riecke, Bilder und Scenen aus dem Leben Luthers. — Köstlin, Luthers Leben. — Rogge, Lutherbüchlein. — Deutsches

Land und Volk. VII. Bd. — Ferd. Schmidt, Der siebenjährige Krieg. — Detto, Horaz und seine Zeit. — v. Loeper, Goethes Gedichte. 2 Bde. — Schöne, Edda-Sagen. — Simrock, Edda übersetzt. — Handtmann, Neue Sagen aus der Mark Brandenburg. — Eichendorff, Aus dem Leben eines Taugenichts. — G. Freytag, Soll und Haben. 2 Bde. 2. Exemplar. — Höcker, Sieg des Kreuzes. — Mendelssohn, Phädon. — Mügge, Nordisches Bilderbuch. — Schwab, Sagen des klassischen Altertums. 3 Bde. — Pierson, Bilder aus Preufsens Vergangenheit. — Bär 1883.

E. Naturhistorischer Apparat.

Ein Wanderfalke (Geschenk des Herrn Kommerzienrats Gumpert). Eine Wasserralle (Geschenk des Herrn Ziegeleibesitzers Demmer).

F. Geographischer Apparat.

v. d. Haardt, Karte der Alpen. Chavannes, Physikalische Wandkarte von Asien. v. d. Launitz, Wandtafeln No. 23 (Olympia). Vier geogr. Bilder von Hölzl.

---

5. Stiftungen.

Aus dem Lemcke-Fonds haben Bücher erhalten: I: Rasmus, Hintze, IIa: Frebel, IIb: Kehrl, Kaatz, Hübner, Frensche, IIIa: Kroner, Wulckow, Deichmann, IIIb: Stackebrand, Rasmus, Morawski, Otto Schultze, IV: Freund, Wäger, V: Wilkendorf, Lüders, Hembd, VI: Bandermann, Bruno Spieseke.

Aus dem Weisse-Fonds erhielten zu Ostern 1883 Prämien: I: Fuchs, IIa: Ziersch, Hellwig.

Aus der Braut-Stiftung erhielten Büchergeschenke: IIa: Rackwitz, IIb: Otto, IV: Freund.

Aus der Maurer-Stiftung erhielten Ostern v. J. drei, d. J. fünf Schüler Geldunterstützungen.

IV. Benachrichtigung.

Das Sommer-Semester beginnt Montag, den 21. April morgens 8 Uhr. Zur Aufnahme, ev. Prüfung neuer Schüler werde ich Freitag, den 18. und Sonnabend, den 19. April, von morgens 9 Uhr ab im Konferenzzimmer der Anstalt anwesend sein. Die neu aufzunehmenden Schüler haben einen Impfschein und, sofern sie das zwölfte Lebensjahr bereits überschritten haben, eine Bescheinigung der Wiederimpfung, die von anderen Schulen Kommenden auch ein ordnungsmäfsiges Abgangszeugnis vorzulegen. Auswärtige bedürfen zur Wahl der Wohnung und Beaufsichtigung der Genehmigung des Direktors.

Dr. Rasmus,
Direktor.

Land und ... njährige Krieg. — Detto, Horaz und seine Zeit. — v. Loeper, Goethes Ge... mrock, Edda übersetzt. — Handtmann, Neue Sagen aus der Mark Brandenbur... nichts. — G. Freytag, Soll und Haben. 2 Bde. 2. Exemplar. — Höcker, Sie... Mügge, Nordisches Bilderbuch. — Schwab, Sagen des klassischen Altertums. ... gangenheit. — Bär 1883.

...torischer Apparat.

...zienrats Gumpert). Eine Wasserralle (Geschenk des Herrn Ziegeleibesitzers D...

...phischer Apparat.

...sikalische Wandkarte von Asien. v. d. Launitz, Wandtafeln No. 23 (Olympia).

...iftungen.

...ten: I: Rasmus, Hintze, IIa: Frebel, IIb: Kehrl, Kaatz, Hübner, Frensche, ...ackebrand, Rasmus, Morawski, Otto Schultze, IV: Freund, Wäger, V: Wilkeno... Spieseke.

...1883 Prämien: I: Fuchs, IIa: Ziersch, Hellwig.

...chenke: IIa: Rackwitz, IIb: Otto, IV: Freund.

...v. J. drei, d. J. fünf Schüler Geldunterstützungen.

...chrichtigung.

...n 21. April morgens 8 Uhr. Zur Aufnahme, ev. Prüfung neuer Schüler we... 19. April, von morgens 9 Uhr ab im Konferenzzimmer der Anstalt anwesend ... einen Impfschein und, sofern sie das zwölfte Lebensjahr bereits überschritten h... die von anderen Schulen Kommenden auch ein ordnungsmäfsiges Abgangsze... Wahl der Wohnung und Beaufsichtigung der Genehmigung des Direktors.

Dr. Rasmus,
Direktor.

Die indirekten Methoden

zur

Bestimmung der magnetischen Neigung.

Von

Professor Dr. **Eduard Hutt.**

Beilage zum Jahresbericht des Gymnasiums zu Brandenburg a. d. H.
Ostern 1884.

Brandenburg a. d. H.
Buchdruckerei von J. Wiesike.
1884.

1884. Progr. No. 67.

Die indirekten Methoden zur Bestimmung der magnetischen Neigung.

In meiner Abhandlung über die Bestimmung der magnetischen Neigung, welche i. J. 1874 erschienen ist, habe ich nachgewiesen, daſs direkte Beobachtungen der Inklinationsnadel, nach welcher Methode auch immer sie ausgeführt werden mögen, nicht geeignet sind, Resultate zu liefern, mit denen die Wissenschaft zufrieden sein kann d. h. Resultate, aus denen in Gemeinschaft mit den Beobachtungen der Deklination und der absoluten Intensität die Theorie des Erdmagnetismus mit Sicherheit abgeleitet werden könnte.

Ich veröffentliche in dem Folgenden meine Untersuchungen über die indirekten Methoden der Inklinationsbestimmung d. h. über diejenigen, welche die magnetische Neigung aus der Induktionswirkung der Erde resp. aus der Wirkung elektrischer Ströme auf Magnete ableiten wollen.

Indem ich nun im ganzen dem historischen Entwickelungsgange meines Stoffes folge, behandle ich zunächst eine Reihe von Methoden, welche zwar für die Anwendung wenig geeignet sind, welche aber immer klarer einen Gedanken zum Ausdruck bringen, der in seinen Folgen zu Ergebnissen geführt hat, von denen voraussichtlich die nächsten Fortschritte ausgehen werden.

Methode von Christie und Lecount.*)

Wenn man ein Parallelepipedon von weichem, unmagnetischem Eisen in der Ebene des magnetischen Meridians genau senkrecht gegen die Richtung der magnetischen Axe der Erde aufstellt und wenn man dann eine Deklinationsnadel den ganzen Stab entlang, einmal auf dessen oberer, dann auf dessen unterer Seite parallel mit sich selbst fortbewegt, so wird in dem ersteren Falle stets der Nordpol, im letzteren stets der Südpol der Nadel von dem Stabe angezogen. Die Mitte der beiden Endquerschnitte (nicht etwa die Mitte der Längsrichtung) desselben erweist sich gegen die Nadel indifferent.

Daher giebt Lecount folgende Vorschrift: Man befestige ein von jedem Magnetismus freies Parallelepipedon aus weichem Eisen auf einem Messingstabe, senkrecht gegen die Richtung des letzteren. Der Messingstab ist in der Ebene des magnetischen Meridians drehbar und bewegt sich an einem geteilten Kreisquadranten. Man ermittele nun für ersteren eine solche Stellung, daſs, wenn man eine Deklinationsnadel parallel mit sich selbst auf beiden Seiten des Eisenstabes seiner ganzen Länge nach fortführt, in dem einen Falle stets der Nordpol, in dem anderen stets der Südpol der Nadel angezogen wird, und daſs sich die Mitte der Endquerschnitte gegen dieselbe indifferent erweist. Ist diese Stellung erreicht, so ist der Winkel zwischen dem Messingstabe und der Horizontalen genau gleich der Inklination.

Das Princip der Methode ist in der That richtig, denn wenn ein Parallelepipedon aus weichem Eisen die angegebene Stellung hat, so verhält sich jeder Querschnitt desselben wie ein in der Richtung der magnetischen Axe aufgestellter Eisenstab, also wird auf der einen Seite desselben ein Südpol, auf der anderen ein Nordpol induciert, während in der Mitte zwischen beiden sich eine indifferente Stelle befindet. Hieraus aber folgt, was über die Einwirkung des Stabes auf eine Kompaſsnadel gesagt worden ist.

Für wissenschaftliche Untersuchungen ist die beschriebene Methode nicht zu gebrauchen, denn erstens kommt schon durch die Bewegung der Nadel in die Beobachtung derselben eine gewisse Unsicherheit hinein, zweitens werden diejenigen Stellungen des Eisenstabes, welche der vorschriftsmäſsigen sehr nahe kommen, in ihrer Wirkung auf den Magneten nicht von einander und von der letzteren zu unterscheiden sein. Drittens wird man sich jedesmal darüber vergewissern müssen, ob das Eisen nicht irgend einen, wenn auch noch so kleinen permanenten Magnetismus enthält, man wird daher

*) S. H. Christie, Esq. „Ueber die magnetische Anziehung". 1820. Gilberts Ann. LXXIII.

den Stab nicht nur einmal, sondern in allen den Lagen prüfen müssen, die man erhält, wenn man ihn nach einander der Länge, wie der Quere nach umwendet. Da ferner die Stellung des Stabes (gerade so wie bei der Bernoulli'schen Methode, cf. Die Bestimmung der magnetischen Neigung. 1874. p. 2) rein versuchsweise gefunden werden mufs, so dürfen wir erklären, dafs der Aufwand an Mühe und Zeit, den die Methode von Christie und Lecount verlangt, zu der Genauigkeit der Resultate in keinem Verhältnisse steht. In der That giebt es keine gröfsere Reihe von Beobachtungen, die auf diese Weise angestellt worden wären.

Methode von Scoresby.*)

Bekannt gemacht wurde dieselbe i. J. 1821. Sie beruht auf demselben Principe wie die vorige, vermeidet aber den Übelstand, dafs man die Kompafsnadel während der Beobachtung zu bewegen hat.

Stellt man nämlich einen Eisenstab von der beschriebenen Gestalt in der Ebene des magnetischen Meridians senkrecht gegen die Richtung der Inklination auf und bringt in der Nähe eine Deklinationsnadel so an, dafs der dem Stabe zugewendete Pol genau in einer Ebene liegt, welche senkrecht auf dem Meridiane steht und das Parallelepipedon der Länge nach halbiert, so wird die Nadel keinerlei Abweichung vom Meridiane aufweisen.

Das Instrument, welches Scoresby nach diesem Gedanken konstruierte und welches er Magnetimeter nannte, hatte folgende Beschaffenheit:

An der einen Kante eines wagerechten Tischblattes bewegt sich um eine horizontale Drehungsaxe eine ebene Messingplatte an einem geteilten Oktanten. Dieselbe enthält eine Rinne, welche dem magnetischen Meridiane parallel ist und auf der Drehungsaxe senkrecht steht. Sie ist dazu bestimmt, den Eisenstab aufzunehmen und hat eine solche Tiefe, dafs die Längsaxe desselben die Drehungsaxe der Platte schneidet. Auf dem Tischchen steht eine Bussole, deren magnetische Axe mit der Drehungsaxe der Messingplatte in einer Ebene liegt, so dafs also beide Linien sich in derselben Höhe über dem Tischblatte befinden. Endlich mufs der eine Pol der Nadel bei ihrer Ruhelage genau in der zuletzt genannten Linie liegen. Es ist klar, dafs das beschriebene Instrument den Bedingungen, welche die gegenseitige Stellung von Stab und Bussole erfüllen soll, entspricht und somit geeignet ist, die Inklination anzugeben. Abgesehen davon, dafs das Objekt der Beobachtungen, die Abweichung einer ruhenden Magnetnadel vom Meridiane, eine hinlängliche Genauigkeit zuläfst, sind die Übelstände, denen diese Methode unterworfen ist, dieselben wie bei der vorigen. Ihre Brauchbarkeit wird daher keine wesentlich gröfsere sein.

Ob aufser Scoresby noch andere Physiker das Magnetimeter zu Inklinationsbestimmungen benutzt haben, war nicht zu ermitteln.

Methode von Velin.**)

Eine dritte, auf demselben Principe wie die beiden vorigen, beruhende Vorschrift zur Messung der Inklination rührt von Velin in München her.

Stellt man, sagt dieser Physiker, einen Stab von weichem Eisen so auf, dafs er der magnetischen Erdaxe parallel ist, so wird, nach den Beobachtungen von Barlow, an seinem unteren Ende ein magnetischer Nordpol, an seinem oberen ein Südpol induciert. Weicht der Stab von jener Richtung ab, so wird seine magnetische Polarität schwächer und hört auf, — der Längsrichtung nach —, wenn er auf der magnetischen Erdaxe senkrecht steht. Seine Einwirkung auf eine in der Nähe passend aufgestellte Magnetnadel wird daher in jenen beiden extremen Stellungen ein Maximum resp. ein Minimum. Ermittelt man daher, wann die Bussole diese beiden singulären Werte erreicht, so ist damit zugleich die Inklination bestimmt.

Velin konstruierte zu diesem Zwecke das folgende Instrument:

An der horizontalen Drehungsaxe eines im magnetischen Meridiane aufgestellten vertikalen, geteilten Kreises befindet sich ein Bügel, in welchem ein Stab von weichem Eisen so befestigt ist, dafs das eine seiner Enden dem Mittelpunkte der Axe genau gegenübersteht. In gleicher Höhe mit demselben befindet sich auf einer hölzernen Säule eine kleine Bussole. Wird nun Kreis und Stab in den

*) Edinb. phil. J. No. 17. p. 14; Edinb. phil. trans. IX. p. 243; Phil. trans. 1822. p. 241; Gilb. Ann. LXVIII.

**) Gehlers phys. Wörterb. Art. Inklin.

Meridian gedreht, so wird die ost- oder westwärts daneben liegende Nadel, wenn die Eisenstange auf der magnetischen Erdaxe senkrecht steht, keinerlei Abweichung zeigen — dies ist im wesentlichen ja auch der Gedanke von Scoresby —, dagegen die gröfste Abweichung, wenn der Stab jener magnetischen Axe parallel ist.

Wenn man daher den Eisenstab zuerst horizontal stellt und ihn dann so lange dreht, bis die Magnetnadel genau im magnetischen Meridiane liegt — vorausgesetzt, dafs sie durch keine andere drehende Kraft z. B. die Torsion des Fadens, an dem sie hängt — beeinflufst wird, so giebt der Drehungswinkel das Komplement der Inklination an. Dreht man dann weiter, bis die Bussole das Maximum der Abweichung erreicht hat, endlich in derselben Richtung noch weiter, bis die Nadel zum zweiten Male jene beiden Stellungen anzeigt, so erlangt man drei neue Inklinationsbestimmungen, die man dann in passender Weise kombinieren kann.

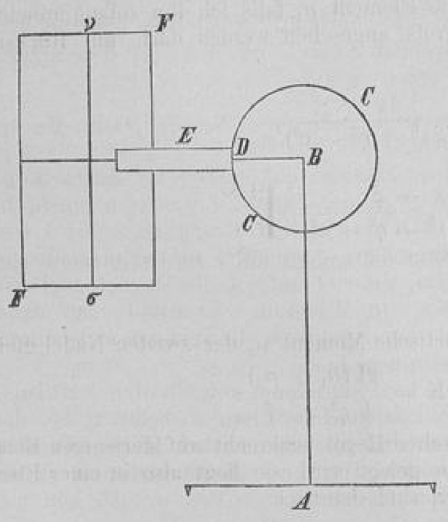
Man erkennt leicht, dafs diese Beobachtungsmethode dieselben Fehlerquellen enthält, wie die beiden vorigen; der Vorzug aber, den sie anscheinend vor denselben dadurch voraus hat, dafs sie auch die Maxima der Abweichungen der Kompafsnadel nutzbar machen will, verschwindet, wenn man bedenkt, dafs die menschlichen Sinne nicht geeignet sind, Maximalwerte mit Schärfe zu beobachten.

Die beiden folgenden Methoden führen einen neuen Gedanken in die Praxis ein, nämlich den, die Wirkung elektrischer Ströme auf Magnetnadeln heranzuziehen. In ihren Resultaten sind sie freilich wieder allen Störungen unterworfen, die von einer mangelhaften Aequilibrierung derselben, falls sie sich um eine horizontale Axe drehen, herrühren. Ihre Bedeutung liegt daher nicht in der Genauigkeit der zu gewinnenden Endwerte, als vielmehr darin, dafs sie als die Vorläufer jener schönen Methode zu betrachten sind, die wir theoretisch als die vollendetste werden hinstellen müssen.

Methode von G. G. Schmidt.*)

Beginnen wir gleich mit der Beschreibung des Instrumentes, dessen sich dieser Physiker bediente.

Ein vertikaler Messingstab AB trägt eine runde Scheibe CC, deren Ebene ebenfalls vertikal ist, und die durch eine Schraube ohne Ende um die horizontale Axe B gedreht werden kann, während der Drehungswinkel durch den festen Zeiger BD auf der Teilung der Scheibe angegeben wird. In der Ebene der letzteren, und an ihr befestigt, befindet sich ein Träger E, welcher einen messingenen Rahmen FF trägt, in welchem sich eine astatische Magnetnadel $\nu\sigma$ befindet, die sich in einer Ebene bewegen kann, welche auf E senkrecht steht. Die Nadel spielt auf einer Teilung, welche an dem Rahmen befestigt ist. Die Drehungsaxe der Nadel und der von 0^0 nach 180^0 der letztgenannten Kreisteilung gezogene Durchmesser müssen genau in der Ebene der Scheibe CC liegen.



Parallel mit der Längsrichtung des Rahmens FF, und an demselben befestigt, wird alsdann ein Leiter gezogen, und zwar in der bekannten Weise, dafs er zwischen dem Nadelpaare hindurchgeht.

Man stellt nun die Scheibe CC zuerst so, dafs sich $\nu\sigma$ in einer horizontalen Ebene bewegt. Ihre Stellung giebt dann unter der Voraussetzung, dafs die Magnetismen der beiden Teile der Nadel nicht genau dieselbe Intensität besitzen, die Richtung des magnetischen Meridians an. Dann läfst man durch den Leiter einen elektrischen Strom gehen und beobachtet die Ablenkung der Nadel. Nachdem man nun die Scheibe CC dem magnetischen Meridiane parallel gestellt hat, dreht man sie um 90^0, so dafs die Nadel nunmehr in einer vertikalen, auf jenem Meridiane senkrecht

*) Gilb. Ann. LXX. 1822.

stehenden Ebene beweglich ist. Läfst man alsdann wieder einen Strom durch den Leiter gehen und beobachtet die durch ihn hervorgerufene Ablenkung des Magneten, so läfst sich aus den beiden Ablenkungen der Wert der Inklination bestimmen.

Schon jetzt ist ersichtlich, dafs der Wert der Beobachtungen im wesentlichen von der richtigen Stellung der Axe der Nadel, von ihrer Beweglichkeit und ihrer völligen Aequilibrierung abhängt. Nehmen wir vorläufig sämtliche notwendigen Bedingungen als erfüllt an, so läfst sich die Methode durch Rechnung auf folgende Weise kontrollieren:

Bewegt sich die Nadel in der horizontalen Ebene und wird sie durch den elektrischen Strom um den Winkel α aus ihrer Ruhelage, dem magnetischen Meridiane abgelenkt, so wirkt auf sie die horizontale Komponente H der Intensität des Erdmagnetismus, falls M_1 und M_2 die magnetischen Momente der beiden einzelnen Nadeln bedeuten, mit dem Drehungsmomente:

$$- H (M_1 - M_2) \sin \alpha.$$

Das Drehungsmoment des elektrischen Stromes berechnen wir folgendermafsen:

Die Koordinaten x und z mögen im magnetischen Meridiane, x horizontal, z vertikal liegen, y stehe auf demselben senkrecht. Der Anfangspunkt liege in dem Mittelpunkte des astatischen Nadelpaares, durch den also auch der elektrische Strom geht, und sei von der einen Nadel um c, also von der anderen um — c entfernt, dann sind die Koordinaten eines Elements des Leiters x, o, o.

Die Wirkung des Stromelements ds auf ein Element der Nadel, welches die Koordinaten ξ, η, c und die freie magnetische Flüssigkeit μ_1 besitzt, ist alsdann nach dem Biot-Savartschen Gesetz, falls I die Intensität des elektrischen Stromes, r die gerade Linie zwischen μ_1 und ds, $\sphericalangle$ (r, ds) den Winkel zwischen r und ds bedeutet:

$$\frac{I \mu_1 ds \sin (r, ds)}{r^2}.$$

Ist nun p das von μ_1 auf die Richtung des Stromes gefällte Lot, so ist $\sin (r, ds) = \frac{p}{r}$, folglich der eben berechnete Ausdruck gleich

$$\frac{I \mu_1 ds\, p}{r^3} = \frac{I \mu_1 ds \sqrt{\eta^2 + c^2}}{((x-\xi)^2 + \eta^2 + c^2)^{3/2}}.$$

Demnach ist die Wirkung des ganzen Stromes auf das Element μ_1, falls ich ihn solang annehme, dafs er in seiner Wirkung auf die Nadel als unendlich grofs angesehen werden darf, mit Rücksicht darauf, dafs ds mit dx identisch ist:

$$K_1 = I \mu_1 \sqrt{\eta^2 + c^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{((x - \xi)^2 + \eta^2 + c^2)^{3/2}}$$

$$= I \mu_1 \frac{\sqrt{\eta^2 + c^2}}{\eta^2 + c^2} \left[\frac{x - \xi}{((x - \xi)^2 + \eta^2 + c^2)^{1/2}} \right]_{-\infty}^{+\infty}$$

$$= \frac{2I \mu_1}{\sqrt{\eta^2 + c^2}}.$$

Analog findet man die Wirkung von I auf das magnetische Moment μ_2 der zweiten Nadel gleich $K_2 = \frac{2I \mu_2}{\sqrt{\eta^2 + c^2}}$, folglich ist die Summe beider Wirkungen $K = \frac{2I (\mu_1 + \mu_2)}{\sqrt{\eta^2 + c^2}}$.

Die Richtung der Kraft K steht nach der Biot-Savartschen Regel senkrecht auf derjenigen Ebene, welche durch r und ds oder, was dasselbe ist, durch x und μ gelegt wird, sie liegt also in einer Ebene, die durch μ und y bestimmt wird. Die Komponenten von K_1 sind demnach

$$X_1 = o \text{ und } Y_1 = K_1 \cos (K_1, y), \qquad \text{von } K_2$$
$$X_2 = o \text{ und } Y_2 = K_2 \cos (K_2, y).$$

Da nun $\cos (K_1, y) = \frac{c}{p} = \frac{c}{\sqrt{\eta^2 + c^2}}$,

$\cos (K_2, y) = \frac{-c}{-p} = \frac{c}{\sqrt{\eta^2 + c^2}}$ ist, so ist

$$Y_1 + Y_2 = (K_1 + K_2) \frac{c}{\sqrt{\eta^2 + c^2}} = \frac{2I (\mu_1 + \mu_2) c}{\eta^2 + c^2}.$$

Demnach übt der Strom auf $\mu_1 + \mu_2$ das Drehungsmoment

$$L' = Y.x - X.y$$
$$= \frac{2I (\mu_1 + \mu_2) c.x}{\eta^2 + c^2},$$

also auf die ganze Nadel das Moment

$$L = 2I\, c\, \Sigma \left(\frac{(\mu_1 + \mu_2)\, x}{\eta^2 + c^2} \right),$$

oder, wenn ich c gegen η als sehr grofs annehme,

$$L = \frac{2I}{c} \Sigma (\mu_1 + \mu_2)\, x = \frac{2I}{c} (M_1 + M_2)\, x \quad \text{aus.}$$

Die Gleichgewichtsgleichung der Nadel ist daher

$$\frac{2I}{c} (M_1 + M_2) \cos \alpha = H (M_1 - M_2) \sin \alpha, \quad \text{woraus}$$

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{H.c}{2I} \cdot \frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2} \quad \text{folgt.}$$

Ist $M_1 - M_2$ eine kleine Gröfse, und der elektrische Strom nicht gar zu schwach, so wird α grofs genug, um mit Genauigkeit gemessen werden zu können.

Dreht man nun die Scheibe CC um 90^0, so bewegt sich unsere Nadel in einer auf dem magnetischen Meridiane senkrecht stehenden, vertikalen Ebene, unterliegt also nur der Einwirkung der vertikalen Komponente des Erdmagnetismus. Läfst man nun einen elektrischen Strom von der Intensität I_1 in demselben Sinne wie vorhin durch den Leiter gehen, und wird dadurch die Nadel um den Winkel ε aus ihrer Ruhelage, der vertikalen, abgelenkt, so findet man durch ganz analoge Betrachtungen wie oben die Gleichgewichtsgleichung:

$$\frac{2I_1 (M_1 + M_2) \cos \varepsilon}{c} = S \sin \varepsilon\, (M_1 - M_2),$$

falls S die vertikale Komponente des Erdmagnetismus bedeutet.

Es folgt sofort:

$$\operatorname{ctg} \varepsilon = \frac{S.c}{2I_1} \cdot \frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2},$$

ferner, wenn man mit i die Inklination bezeichnet:

$$\frac{\operatorname{ctg} \alpha}{\operatorname{ctg} \varepsilon} = \frac{H}{S} \cdot \frac{I_1}{I} = \operatorname{ctg} i \cdot \frac{I_1}{I}.$$

Ist $I = I_1$, so wird geradezu $\operatorname{tg} i = \frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{\operatorname{tg} \alpha}$.

Wir haben bei unserer Entwickelung angenommen, dafs die magnetischen Axen beider Nadeln dieselbe Richtung haben, nämlich mit der Längenrichtung derselben zusammenfallen. Diese Voraussetzung ist unwesentlich, denn machten wir sie nicht, so würden nur statt M_1 und M_2 die Gröfsen $M_1 . \alpha$ und $M_2 . \alpha_1$ auftreten, worin α und α_1 die cos gewisser konstanter Winkel bedeuten. In dem Endresultate würde dann der Faktor $\frac{M_1\, \alpha - M_2\, \alpha_1}{M_1\, \alpha + M_2\, \alpha_1}$ wieder verschwinden.

Wichtiger ist die Voraussetzung, dafs η gegen c eine sehr kleine Gröfse ist; denn wäre dieselbe nicht erfüllt, so würde in der Gleichgewichtsgleichung statt der Gröfse $(M_1 + M_2) \cos \alpha$ die andere: $\Sigma\, (\mu_1 + \mu_2)\, x \left(\frac{1}{c^2} - \frac{\eta^2}{c^4} + \cdots\right)$ auftreten, und die Behandlung eine weit schwierigere werden.

Endlich ist angenommen worden, dafs die Nadel nur der Einwirkung des Erdmagnetismus und des elektrischen Stromes unterliegt. Diese Forderung wird nie erfüllt sein, denn es wird nie gelingen, die Nadel vollständig zu aequilibrieren, also von dem Einflusse der Schwere zu befreien. Ebenso wird auch die durch den Erdmagnetismus bewirkte Induktion störend in die Beobachtung eingreifen.

Von dem Einflusse der beiden letztgenannten Kräfte erlangen wir am besten durch ihre analytische Bestimmung eine Vorstellung.

Ist δ die Entfernung des Schwerpunktes der Nadel von der Drehungsaxe, G das Gewicht der ersteren, w der Winkel zwischen der Absehungslinie und der Entfernung des Schwerpunktes von der Drehungsaxe, so wird die Gleichgewichtsgleichung der Nadel für ihre Stellung innerhalb der vertikalen Ebene:

$$\frac{2\mathrm{I}\,(M_1 + M_2)}{c} \cos \varepsilon = \mathrm{S}\,(M_1 - M_2) \sin \varepsilon + \mathrm{G}\,.\,\delta .\ \sin\,(\mathrm{w} + \varepsilon)\,.$$

Bewirkt man, dafs die Nadel vor dem Eintritte des elektrischen Stromes in den Leiter vertikal steht, so ist $\mathrm{w} = 0$ zu setzen und dadurch das letzte Glied in etwas zu vereinfachen.

Nenne ich ferner das durch den Erdmagnetismus inducierte magnetische Moment der ganzen Nadel $\mathbf{M}$, so tritt zu der rechten Seite der Gleichung noch das Glied $\mathrm{S}\mathbf{M} \sin \varepsilon$, zu der linken $\frac{2\mathrm{I}\,\mathbf{M}}{c} \cos \varepsilon$ hinzu, so dafs sie nunmehr vollständig lautet:

$$\frac{2\mathrm{I}\,(M_1 + M_2 + \mathbf{M})}{c} \cos \varepsilon = \mathrm{S}\,(M_1 - M_2 + \mathbf{M}) \sin \varepsilon + \mathrm{G}\,.\,\delta .\ \sin \varepsilon, \qquad \text{woraus}$$

$$\operatorname{ctg} \varepsilon = \frac{\mathrm{S}\,(M_1 - M_2 + \mathbf{M}) + \mathrm{G}\,.\,\delta}{2\mathrm{I}\,(M_1 + M_2 + \mathbf{M})} \cdot c$$

folgt, während $\operatorname{ctg} \alpha$ seinen alten Wert beibehält.

Man erkennt, dafs uns hier die Methode von Schmidt verläfst, aufser man müfste die Gröfsen $\frac{M_1 - M_2}{M_1 + M_2}$ u. s. w. einzeln bestimmen wollen d. h. statt des alten Verfahrens ein völlig neues anwenden.

Ersetzt man die astatische Nadel durch eine gewöhnliche, einfache, so werden α und ε freilich weit kleiner, doch können sie durch eine Verstärkung von I noch immer grofs genug gemacht werden, um der Beobachtung ein bequemes Objekt darzubieten. Die beiden Gleichgewichtsgleichungen nehmen dann die Form an:

$$\frac{2\mathrm{I}\,(M + \mathbf{M}) \cos \varepsilon}{c} = \mathrm{S}\,(M + \mathbf{M}) \sin \varepsilon + \mathrm{G}\,\delta \sin \varepsilon \qquad \text{und}$$

$$\frac{2\mathrm{I}\,M \cos \alpha}{c} = \mathrm{H}\,M \sin \alpha, \qquad \text{woraus}$$

$$\operatorname{ctg} \varepsilon = \frac{\mathrm{S} + \frac{\mathrm{G}\,\delta}{M + \mathbf{M}}}{2\mathrm{I}} \cdot c$$

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{\mathrm{H}}{2\mathrm{I}} \cdot c, \qquad \text{mithin}$$

$$\frac{\operatorname{ctg} \varepsilon}{\operatorname{ctg} \alpha} = \frac{\mathrm{S}}{\mathrm{H}} + \frac{\mathrm{G}\,\delta}{\mathrm{H}\,(M + \mathbf{M})} = \operatorname{ctg} \mathrm{i} + \frac{\mathrm{G}\,.\,\delta}{\mathrm{H}\,(M + \mathbf{M})} \qquad \text{folgt.}$$

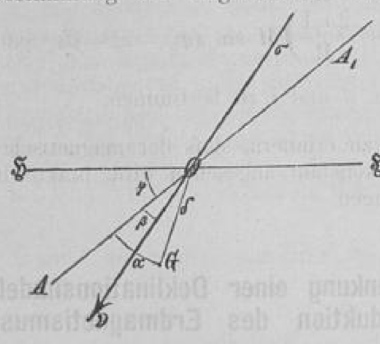
Hierin erscheint die zu dem früheren Resultate hinzutretende Korrektion als ein vollkommen abgesondertes Glied. Kann man daher auch nicht durch Beobachtung von α und ε die Inklination ohne weiteres bestimmen, so kann man doch von dem Einflusse der störenden Kräfte eine genaue Vorstellung gewinnen und denselben durch Abänderung des Verfahrens event. eliminieren.

Lamonts Methode.*)

Veröffentlicht wurde dieselbe in den Anzeigen der Münchener Akademie i. J. 1856. Der Gebrauch des Inklinatoriums ist, wenn man die mechanischen Fehler des Instrumentes eliminieren will, mit einer Ummagnetisierung der Nadel verbunden. Lamont äufsert sich darüber folgendermafsen: Die Ummagnetisierung ist eine Operation, die ohne Veränderung des Schwerpunktes der Nadel, sei es infolge der unvermeidlichen Reibung, sei es in folge der sonstigen Handhabung derselben, kaum ausgeführt werden kann. Es sollte daher bei Beobachtungen am Inklinatorium weder eine Ummagnetisierung vorgenommen, noch die Nadel sonst irgendwie mit der Hand berührt werden, noch auch dürfte es vorkommen, dafs die Zapfen jemals mit verschiedenen Teilen ihr Lager berührten. Will man aber auf diese Operationen verzichten, so verliert man zugleich eine Anzahl von Gleichungen, die zur Bestimmung der magnetischen Konstanten unumgänglich notwendig sind. Einen Ersatz für die ausfallenden Relationen verschafft sich nun Lamont durch Heranziehung eines elektrischen Stromes, in der Weise, dafs er die Stellung des Magneten einmal unter der Einwirkung des Erdmagnetismus allein, dann unter der gemeinsamen Wirkung des letzteren und des galvanischen Stromes beobachtet. Kehrt man den letzteren um, so erhält man eine dritte Gleichung. Dreht man endlich das Instrument um seine vertikale Axe um 180° und wiederholt jene Aufzeichnungen, so erhält man im ganzen 6 Notierungen, 3 in face east, 3 in face west, also auch 6 Gleichungen, aus denen sich 6 Gröfsen bestimmen lassen. Auf diese Weise kann man den Einflufs der Schwere, den Kollimationsfehler des Kreises und der Nadel und die absolute Richtung des galvanischen Stromes eliminieren und endlich zu einer Bestimmung der Inklination gelangen.

Hinsichtlich Eliminierung der Excentricität der Nadel verweise ich auf meine frühere Abhandlung und wende mich sofort zur theoretischen Entwickelung des Lamont'schen Gedankens.

Wenn allein der Erdmagnetismus auf die Nadel, deren magnetische Axe $\nu\sigma$ und deren Absehungslinie AA_1 sein möge, einwirkt, so ist, wenn G ihren Schwerpunkt und zugleich ihr Gewicht, M ihr magnetisches Gesamtmoment, $\mathfrak{H}\mathfrak{H}_1$ aber die Horizontale bedeutet, ihre Gleichgewichtsgleichung (cf. Die Bestimmung der magnetischen Neigung. Brandenburg a. H. 1874)



$$G \,.\, \delta \cos(\varphi + \alpha) + S\,M \cos(\varphi + \beta) - H\,M \sin(\varphi + \beta) = 0,$$

falls sie sich in der Ebene des magnetischen Meridians bewegt.

Man führe nun um die Nadel einen kreisförmigen Leiter, dessen Ebene der Drehungsaxe der ersteren parallel gehe. Sein Radius sei R. Tritt in diesen Kreis ein elektrischer Strom von der Intensität I, so ist die Wirkung des Elementes ds desselben auf das magnetische Molekül μ der Nadel, welches von ds um r entfernt ist, gleich

$$\frac{I\,\mu\,ds \sin(r, ds)}{r^2}.$$

Sind ξ, η, ζ die Koordinaten von μ (die x und z Axe liegen horizontal resp. vertikal in der Ebene des magnetischen Meridians, die y Axe horizontal in der Ebene des Leiters, also senkrecht gegen diejenige des Meridians. Der Anfangspunkt befinde sich in der Drehungsaxe der Nadel), so ist $r^2 = R^2 + \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$. Lamont nimmt nun R so grofs an, dafs $\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$ gegen R^2 vernachlässigt werden darf. Dann ist konsequenterweise $\sphericalangle (r, ds) = \frac{\pi}{2}$ zu setzen, und somit die Elementarwirkung des Stromes $K_1 = \frac{I\,\mu\,ds}{R^2}$, folglich die Wirkung des ganzen Stromes auf die freie magnetische Flüssigkeit μ, $K = \frac{2\pi\,I\,\mu}{R}$. Die Komponenten von K sind, da die Richtung dieser Kraft nach der obigen Annahme senkrecht auf der Ebene des Kreisstromes steht, $X = K$, $Y = 0$, $Z = 0$.

*) Pogg. Ann. XCVII. Der ganzen Serie 173. Band.

Das von dem Strome auf die ganze Nadel ausgeübte Drehungsmoment ist demnach:

$$-\Sigma X z = -\frac{2\pi I}{R} \Sigma \mu z = -\frac{2\pi I}{R} M \sin(\varphi_1 + \beta),$$

wenn φ_1 das Analogon des früheren Winkels φ bedeutet.

Die Gleichgewichtsgleichung wird daher für diesen Fall:

$$G \delta \cos(\varphi_1 + \alpha) + S M \cos(\varphi_1 + \beta) - (H + \frac{2\pi I}{R}) M \sin(\varphi_1 + \beta) = 0.$$

Kehrt man den Strom um und beobachtet statt φ_1 die Ablenkung φ_2, so gilt die Gleichung

$$G \delta \cos(\varphi_2 + \alpha) + S M \cos(\varphi_2 + \beta) - (H - \frac{2\pi I}{R}) M \sin(\varphi_2 + \beta) = 0.$$

Bezeichnen wir nunmehr die Intensität des Erdmagnetismus mit $\mathfrak{J}$ und setzen demnach $S = \mathfrak{J} \sin i$, $H = \mathfrak{J} \cos i$ und führen den Kollimationsfehler ε des Kreises in die Rechnung ein, indem wir statt $\varphi : \varphi + \varepsilon$ setzen, so nehmen unsere Gleichungen folgende Gestalt an:

$$G \delta \cos(\varphi + \varepsilon + \alpha) + \mathfrak{J} M \sin i \cos(\varphi + \varepsilon + \beta) - \mathfrak{J} M \cos i \sin(\varphi + \varepsilon + \beta) = 0$$

$$G \delta \cos(\varphi_1 + \varepsilon + \alpha) + \mathfrak{J} M \sin i \cos(\varphi_1 + \varepsilon + \beta) - \left(\mathfrak{J} \cos i + \frac{2\pi I}{R}\right) M \sin(\varphi_1 + \varepsilon + \beta) = 0$$

$$G \delta \cos(\varphi_2 + \varepsilon + \alpha) + \mathfrak{J} M \sin i \cos(\varphi_2 + \varepsilon + \beta) - \left(\mathfrak{J} \cos i - \frac{2\pi I}{R}\right) M \sin(\varphi_2 + \varepsilon + \beta) = 0.$$

Dreht man das Inklinatorium um seine vertikale Axe um 180° und stellt die entsprechenden drei Beobachtungen an, so erhält man, da ε in $-\varepsilon$, α in $-\alpha$, β in $-\beta$ übergeht, die folgenden drei neuen Gleichungen:

$$G \delta \cos(\varphi_3 - \varepsilon - \alpha) + \mathfrak{J} M \sin i \cos(\varphi_3 - \varepsilon - \beta) - \mathfrak{J} M \cos i \sin(\varphi_3 - \varepsilon - \beta) = 0$$

$$G \delta \cos(\varphi_4 - \varepsilon - \alpha) + \mathfrak{J} M \sin i \cos(\varphi_4 - \varepsilon - \beta) - \left(\mathfrak{J} \cos i + \frac{2\pi I}{R}\right) M \sin(\varphi_4 - \varepsilon - \beta) = 0$$

$$G \delta \cos(\varphi_5 - \varepsilon - \alpha) + \mathfrak{J} M \sin i \cos(\varphi_5 - \varepsilon - \beta) - \left(\mathfrak{J} \cos i - \frac{2\pi I}{R}\right) M \sin(\varphi_5 - \varepsilon - \beta) = 0.$$

Aus diesen 6 Gleichungen wären $\frac{G \delta}{\mathfrak{J} M}$, $\frac{I}{\mathfrak{J} M}$, $\varepsilon + \alpha$, $\varepsilon - \alpha$, β und i zu bestimmen.

Theoretisch ist gegen die entwickelte Methode nur das Eine zu erinnern, daſs der magnetische Zustand der Nadel während der ganzen Dauer der Beobachtungen als konstant angesehen wird, praktisch scheitert ihre Anwendbarkeit an der strengen Auflösung der Gleichungen.

Bestimmung der Inklination mittelst Beobachtung der Ablenkung einer Deklinationsnadel unter dem Einflusse von Eisenmassen, welche durch Induktion des Erdmagnetismus magnetisch geworden sind.

Angeregt ist diese Methode durch Poisson.*) Er sagt: Die Horizontalablenkung einer Bussole, welche durch eine mittelst Vertheilung magnetisierte Kugel bewirkt wird, sowie auch das Verhältnis der Anzahl der Schwingungen, welche dieselbe unter diesem Einflusse macht, zu derjenigen Zahl, die allein eine Folge der terrestrischen Wirkung ist, schlieſsen in ihren analytischen Ausdrücken die magnetische Inklination des Beobachtungsortes ein. Setzt man daher die berechneten Werte, sei es der Ablenkung, sei es der Schwingungszahlen, den beobachteten gleich, so erhält man zwei Gleichungen, von denen eine jede dazu dienen kann, die magnetische Neigung zu bestimmen. Macht man von dem Verhältnisse der Schwingungszahlen Gebrauch, so genieſst man den Vorteil, sich einer sehr kleinen Nadel bedienen zu dürfen, deren Rückwirkung auf die magnetische Kugel unmerklich ist. Die Gleichungen, von denen

*) Pogg. Ann I. 1824. (Der ganzen Serie 77. Band.)

wir gesprochen, schliefsen den Radius der Kugel, die Entfernung des Mittelpunktes derselben von demjenigen der Nadel und die Richtungswinkel dieser Geraden in sich ein, lauter Gröfsen, die leicht und genau gemessen werden können.

Praktisch verwertet wurde meines Wissens der Gedanke Poisson's zuerst von Humphry Lloyd*), später von Lamont.**)

Wir beginnen mit der Berechnung des magnetischen Zustandes, den der Erdmagnetismus in Eisenmassen von irgend einer Form induciert, machen jedoch die einschränkende Voraussetzung, dafs diese Massen in Bezug auf drei aufeinander senkrecht stehende Ebenen symmetrisch seien — deshalb nämlich, weil nur für solche Körper der inducierte magnetische Zustand aus den allgemeinen Poisson'schen Gleichungen abgeleitet werden kann. (M. vergl. F. Neumann, Vorlesungen über die Theorie des Magnetismus.) Zu Koordinatenebenen wählen wir jene drei Ebenen, in Bezug auf welche der Körper symmetrisch ist. Wirkt nun auf denselben eine magnetische Kraft, die man sich etwa (wie es beim Erdmagnetismus der Fall ist) in zwei Komponenten $A \parallel x$ und $C \parallel z$ zerlegt denken kann, so darf man sich auch den inducierten Magnetismus aus zwei Teilen zusammengesetzt denken, von denen der eine allein durch A, der andere allein durch C induciert ist. Da $A \parallel x$ wirkt, so wird nach unserer Voraussetzung der durch A erzeugte Magnetismus in Bezug auf die x Axe symmetrisch sein. Wirkt dieselbe nun auf ein in der xy Ebene liegendes, freies magnetisches Molekül (α), so müssen sich die z Komponenten dieser Wirkung aufheben, da die mit x und y parallelen Komponenten nach der Poisson'schen Theorie proportional mit A sind. Es werden dieselben demnach: $X = p \,.\, A$, $Y = q \,.\, A$, $Z = 0$, wenn p und q vorläufig noch unbekannte Konstanten bedeuten.

Der durch C inducierte Magnetismus ist sowohl in Bezug auf die zx, als auch in Bezug auf die zy Ebene symmetrisch. Wie er sich zur xy Ebene verhält, ist noch zu ermitteln. Irgend ein Molekül (β) möge durch die von C ausgehende Induktion den freien Magnetismus μ, das zu β in Bezug auf die xy Ebene symmetrisch gelegene Molekül β_1 denjenigen μ_1 erlangt haben, so würde, wenn C sich in eine gerade in entgegengesetzter Richtung wirkende Kraft verwandelte, β den Magnetismus μ_1, β_1 denjenigen μ erhalten. Wirkten beide Kräfte gleichzeitig, so würde sowohl β, als auch β_1 den Magnetismus $\mu + \mu_1$ erlangen. Denkt man sich nun jene Kräfte in unendlich grofser Entfernung wirkend, so darf man sie beide als aus einem Punkte entspringend ansehen. Dann aber heben sie sich auf, inducieren also auch keinen Magnetismus, folglich ist $\mu + \mu_1 = 0$, $\mu = -\mu_1$. Wirkt daher von beiden Kräften nur die eine, so wird, wenn in β der freie Magnetismus μ induciert wird, in β_1 $-\mu$ erregt. Daher werden je zwei solcher Moleküle auf das in der xy Ebene liegende Molekül α gleiche, aber in Bezug auf x und y entgegengesetzte Wirkungen ausüben. Es werden sich daher die x und y Komponenten dieser Wirkung aufheben, die z Komponenten summieren. Daher sind die Komponenten der Wirkung, welche der durch C inducierte Magnetismus auf ein in der xy Ebene liegendes magnetisches Molekül α ausübt:

$$X' = 0, \quad Y' = 0, \quad Z' = r \,.\, C$$

A und C zusammen inducieren daher einen Magnetismus, dessen Wirkung auf α durch die drei Komponenten

$$X = pA, \quad Y = qA, \quad Z = rC$$

dargestellt wird.

Die entwickelten Verhältnisse entsprechen genau denjenigen, die bei dem Erdmagnetismus auftreten.

Die x und die z Axe mögen in dem magnetischen Meridiane liegen und mit der Horizontalen die Winkel ν resp. $\nu + \frac{\pi}{2}$ bilden, die y Axe stehe also auf dem Meridiane senkrecht. Ist z. B. der Eisenkörper ein gerades Parallelepipedon, wie es Lloyd und Lamont angewandt haben, so hat man dasselbe so aufzustellen, dafs eine seiner Seitenflächen dem Meridiane parallel ist. Ist dann der Erdmagnetismus I die inducierende Kraft, so ist

$$A = I \cos (i - \nu), \; C = I \sin (i - \nu), \qquad \text{folglich}$$
$$X = p \, I \cos (i - \nu), \; Y = q \, I \cos (i - \nu), \; Z = r \, I \sin (i - \nu).$$

*) Proc. R. Jr. Acad. 1842; Pogg. Ann. LVI (Der ganzen Serie 142. Bd.). 1842.

**) Pogg. Ann. CIX. 1860 (185. Bd.).

Zerlegt man nun X und Z nach der horizontalen und nach der vertikalen Richtung im Meridiane und bezeichnet die horizontale Komponente mit H_1, die vertikale mit S_1, so wird:

$$H_1 = X \cos \nu - Z \sin \nu = p\, I \cos \nu \cos (i - \nu) - r\, I \sin \nu \sin (i - \nu)$$
$$S_1 = X \sin \nu + Z \cos \nu = p\, I \sin \nu \cos (i - \nu) + r\, I \cos \nu \sin (i - \nu)$$
$$Y = q\, I \cos (i - \nu).$$

Denken wir uns nun in der xy Ebene statt des Moleküls α eine Deklinationsnadel, die aber gegen die Dimensionen der Eisenmasse so klein ist, dafs die in Bezug auf α angestellten Betrachtungen unmittelbar auf sie übertragen werden dürfen, und dafs zweitens die Rückwirkung der Nadel auf den magnetischen Zustand des Eisens von keinem wesentlichen Einflusse ist, so wirken auf diese Bussole

1) die horizontale Komponente H des Erdmagnetismus,
2) die Komponenten H_1 und Y, während S_1 ohne Einflufs ist.

Wird nun die Nadel um den $< \varphi$ aus dem magnetischen Meridiane abgelenkt, so wird φ durch die Gleichung bestimmt:

$$(H + H_1) \sin \varphi - Y \cos \varphi = 0\,, \quad \text{woraus}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{Y}{H + H_1}$$
$$= \frac{q \cos (i - \nu)}{\cos i + p \cos \nu \cos (i - \nu) - r \sin \nu \sin (i - \nu)}$$
$$= \frac{q (\cos \nu + \sin \nu \operatorname{tg} i)}{1 + p \cos^2 \nu + r \sin^2 \nu + (p - r) \sin \nu \cos \nu \operatorname{tg} i}$$

folgt. Da φ mit der gröfsten Genauigkeit beobachtet werden kann, so würde diese Gleichung zur Bestimmung von i geeignet sein, wenn man p, q, r kennte. Für einige Körper z. B. für die Kugel oder das Rotationsellipsoid können diese Konstanten theoretisch ermittelt werden, im allgemeinen aber ist man darauf angewiesen, sie durch die Beobachtungen selbst zu bestimmen.

Dreht man die Eisenmasse um die y Axe, und befindet sich in der letzteren der Mittelpunkt der Deklinationsnadel, so bleiben die Koordinaten derselben in Bezug auf unser Koordinatensystem, welches nicht im Raume, sondern mit dem Körper fest verbunden gedacht wird, konstant, vorausgesetzt, dafs die in Bezug auf die Gröfse der Nadel gemachte Annahme festgehalten wird. Ebenso sind p, q, r konstant, welchen Wert auch immer der $< \nu$ haben möge.

Drehe ich nun erstens den Körper in der angegebenen Weise soweit, bis die x Axe horizontal d. h. $< \nu = 0$ ist, so wird

$$1)\ \operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{q}{1 + p} \qquad 2)\ \text{für } \nu = 180^0 \text{ wird } \operatorname{tg} \varphi_{180} = - \frac{q}{1 + p}.$$

Entsprechend ist:

$$3)\ \operatorname{tg} \varphi_{90} = \frac{q \operatorname{tg} i}{1 + r} \qquad 4)\ \operatorname{tg} \varphi_{270} = - \frac{q \operatorname{tg} i}{1 + r}$$

$$5)\ \operatorname{tg} \varphi_{45} = \frac{q}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1 + \operatorname{tg} i}{1 + \frac{p + r}{2} + \frac{p - r}{2} \operatorname{tg} i}$$

$$6)\ \operatorname{tg} \varphi_{-45} = \frac{q}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1 - \operatorname{tg} i}{1 + \frac{p + r}{2} - \frac{p - r}{2} \operatorname{tg} i}.$$

Da $\operatorname{tg} \varphi_{180} = - \operatorname{tg} \varphi_0$, $\operatorname{tg} \varphi_{270} = - \operatorname{tg} \varphi_{90}$ ist, so bleiben zur Bestimmung von p, q, r, i noch 4 Gleichungen übrig. Man findet nun sofort aus (1) und (3)

$$1 + \frac{p + r}{2} = \tfrac{1}{2}\, q \,(\operatorname{ctg} \varphi_0 + \operatorname{ctg} \varphi_{90} \operatorname{tg} i)$$
$$\frac{p - r}{2} = \tfrac{1}{2}\, q \,(\operatorname{ctg} \varphi_0 - \operatorname{ctg} \varphi_{90} \operatorname{tg} i).$$

Setzt man diese Werte in (5) und (6) ein, so erhält man:

$$\operatorname{tg}\varphi_{45} = \frac{\sqrt{2}\,(1+\operatorname{tg} i)}{\operatorname{ctg}\varphi_0 + \operatorname{ctg}\varphi_{90}\operatorname{tg} i + (\operatorname{ctg}\varphi_0 - \operatorname{ctg}\varphi_{90}\operatorname{tg} i)\operatorname{tg} i} \qquad (7)$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{-45} = \frac{\sqrt{2}\,(1-\operatorname{tg} i)}{\operatorname{ctg}\varphi_0 + \operatorname{ctg}\varphi_{90}\operatorname{tg} i - (\operatorname{ctg}\varphi_0 - \operatorname{ctg}\varphi_{90}\operatorname{tg} i)\operatorname{tg} i} \qquad (8).$$

Zur Bestimmung von i bleiben demnach noch 2 Gleichungen übrig, die leicht in die folgenden übergehen:

$$(\sqrt{2}\,.\operatorname{ctg}\varphi_{45} - \operatorname{ctg}\varphi_0)\,(1+\operatorname{tg} i) = \operatorname{tg} i\,(1-\operatorname{tg} i)\operatorname{ctg}\varphi_{90} \qquad (9)$$

$$(\sqrt{2}\,.\operatorname{ctg}\varphi_{-45} - \operatorname{ctg}\varphi_0)\,(1-\operatorname{tg} i) = \operatorname{tg} i\,(1+\operatorname{tg} i)\operatorname{ctg}\varphi_{90}\,. \qquad (10)$$

Durch Multiplikation von (9) und (10) ergiebt sich

$$\operatorname{tg}^2 i = \operatorname{tg}^2\varphi_{90}\,(\sqrt{2}\operatorname{ctg}\varphi_{45} - \operatorname{ctg}\varphi_0)\,(\sqrt{2}\operatorname{ctg}\varphi_{-45} - \operatorname{ctg}\varphi_0)\,, \qquad \text{I.}$$

durch Division mit Rücksicht auf die Formel $\operatorname{tg}(i - 45^0) = -\frac{1-\operatorname{tg} i}{1+\operatorname{tg} i}$,

$$\operatorname{tg}^2(i - 45^0) = \frac{\sqrt{2}\operatorname{ctg}\varphi_{45} - \operatorname{ctg}\varphi_0}{\sqrt{2}\operatorname{ctg}\varphi_{-45} - \operatorname{ctg}\varphi_0}\,. \qquad \text{II.}$$

Zwei Umstände sind bei der vorstehenden Entwickelung unberücksichtigt gelassen, auf die wir jetzt noch etwas näher eingehen wollen:

1) Da man nie sicher ist, daſs die Eisenmasse nicht schon einen gewissen permanenten Magnetismus besitzt, so muſs man denselben entweder in die Rechnung einführen oder die Beobachtungen, wenn es angeht, so einrichten, daſs er auf das Resultat ohne Einfluſs bleibt.

2) Eine dritte Art von Magnetismus entsteht in dem Eisenkörper durch die Induktion, welche rückwärts von der Nadel ausgeht. Ja, streng genommen, wird auch in der Nadel durch den Magnetismus des Eisens ein neuer magnetischer Zustand induciert, der dann seinerseits wieder rückwirkende Kraft hat u. s. w. Diese letztgenannten Einflüsse wollen wir indessen von vorne herein auſser acht lassen.

Den Einfluſs der Induktion der Nadel auf die Eisenmasse theoretisch zu ermitteln, wird nur in sehr wenigen Fällen z. B. bei der Kugel oder der Kugelschale oder bei dem Rotationsellipsoide (und auch dort nur mittelst Reihenentwickelung) möglich sein. In unserm allgemeinen Falle wird man nur folgendes sagen dürfen: Wenn die Nadel in der y Axe aufgestellt ist und mit Rücksicht auf ihre eigenen und auf die Dimensionen der Eisenmasse als ein magnetisches Molekül (μ) angesehen wird, so wird der durch μ in dem Eisen inducierte Magnetismus in Bezug auf die y Axe symmetrisch sein. Von seiner Rückwirkung auf die Nadel werden sich daher die mit der z und der x Axe parallelen Komponenten aufheben, während sich die y Komponenten zu einer Kraft Y_1 summieren werden, welche nach Poisson gleich $\varrho\mu$ zu setzen ist, wenn ϱ eine vorläufig noch unbekannte Konstante bedeutet.

Hinsichtlich der in dem Eisen etwa vorhandenen festen Pole läſst sich a priori gar keine Annahme machen. Ihre Wirkung auf die Nadel wird sich im allgemeinen in drei Komponenten X_2, Y_2, Z_2 zerlegen lassen, von denen X_2 und Z_2, nach der Horizontalen und Vertikalen zerlegt, folgende Kräfte liefern:

$$H_2 = X_2 \cos\nu - Z_2 \sin\nu$$

$$S_2 = X_2 \sin\nu + Z_2 \cos\nu\,.$$

S_2 ist auf die Stellung der Deklinationsnadel ohne Einfluſs, und es wirken nunmehr auf dieselbe die Kräfte 1) $H + H_1 + H_2$ 2) $Y + Y_1 + Y_2$. Hieraus folgt für die Abweichung derselben aus dem Meridiane die Formel:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{Y + Y_1 + Y_2}{H + H_1 + H_2}\,,$$

oder mit Rücksicht auf die früher ermittelten Werte:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{q\cos(i-\nu) + \varrho\mu + Y_2}{\cos i + p\cos\nu\cos(i-\nu) - r\sin\nu\sin(i-\nu) + H_2}\,.$$

Wird die Eisenmasse wie früher um die y Axe gedreht, so bleibt $\varrho\mu$ ungeändert, da die relative Lage der Nadel gegen den Körper nicht verändert wird. Da ferner die Wirkung eines jeden der angenommenen festen Pole auf das magnetische Molekül μ die Richtung der Verbindungslinie dieser beiden Punkte hat, so erleiden X_2, Y_2 und Z_2 ebensowenig eine Veränderung, wohl aber H_2, da diese Komponente von dem Winkel ν abhängt. Setzen wir für H_2 den Wert $X_2 \cos\nu - Z_2 \sin\nu$ ein, so wird:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{q \cos(i - \nu) + \varrho\mu + Y_2}{\cos i + p \cos\nu \cos(i - \nu) - r \sin\nu \sin(i - \nu) + X_2 \cos\nu - Z_2 \sin\nu}.$$

Geben wir nun dem Winkel ν der Reihe nach die Werte 0^0, 180^0, 90^0, 270^0, 45^0, -45^0, so geht die allgemeine Formel successive in die folgenden Relationen über:

$$\operatorname{tg}\varphi_0 = \frac{q \cos i + \varrho\mu + Y_2}{\cos i\,(1 + p) + X_2}$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{180} = \frac{-q \cos i + \varrho\mu + Y_2}{\cos i\,(1 + p) - X_2}$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{90} = \frac{q \sin i + \varrho\mu + Y_2}{\cos i\,(1 + r) - Z_2}$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{270} = \frac{-q \sin i + \varrho\mu + Y_2}{\cos i\,(1 + r) + Z_2}$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{45} = \frac{\frac{q}{\sqrt{2}}(\cos i + \sin i) + \varrho\mu + Y_2}{\cos i\left(1 + \frac{p + r}{2}\right) + \sin i \frac{p - r}{2} + \frac{1}{\sqrt{2}}(X_2 - Z_2)}$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{-45} = \frac{\frac{q}{\sqrt{2}}(\cos i - \sin i) + \varrho\mu + Y_2}{\cos i\left(1 + \frac{p + r}{2}\right) - \sin i \frac{p - r}{2} + \frac{1}{\sqrt{2}}(X_2 + Z_2)}.$$

Man erkennt leicht, dafs sich die Unbekannten dieser Gleichungen auf die folgenden reducieren lassen:

$$\frac{\varrho\mu + Y_2}{q} = \alpha;\ \frac{X_2}{q} = \beta;\ \frac{Z_2}{q} = \gamma;\ \frac{1 + p}{q} = \delta;\ \frac{1 + r}{q} = \varepsilon;\ \mathrm{i}.$$

Es nehmen dann unsere Gleichungen folgende Gestalten an:

$$1)\ \operatorname{tg}\varphi_0 = \frac{\cos i + \alpha}{\cos i\,.\,\delta + \beta} \qquad 2)\ \operatorname{tg}\varphi_{180} = -\frac{\cos i - \alpha}{\cos i\,.\,\delta - \beta}$$

$$3)\ \operatorname{tg}\varphi_{90} = \frac{\sin i + \alpha}{\cos i\,.\,\varepsilon - \gamma} \qquad 4)\ \operatorname{tg}\varphi_{270} = -\frac{\sin i - \alpha}{\cos i\,.\,\varepsilon + \gamma}$$

$$5)\ \operatorname{tg}\varphi_{45} = \frac{\frac{1}{\sqrt{2}}(\cos i + \sin i) + \alpha}{\cos i \frac{\delta + \varepsilon}{2} + \sin i \frac{\delta - \varepsilon}{2} + \frac{\beta - \gamma}{\sqrt{2}}} \qquad 6)\ \operatorname{tg}\varphi_{-45} = \frac{\frac{1}{\sqrt{2}}(\cos i - \sin i) + \alpha}{\cos i \frac{\delta + \varepsilon}{2} - \sin i \frac{\mathrm{d} - \varepsilon}{2} + \frac{\beta + \gamma}{\sqrt{2}}}.$$

Aus 1, 2, 3, 4 erhält man nach einigen Umformungen:

$$\begin{aligned}
2(\delta + \varepsilon)\cos i &= \alpha(\operatorname{ctg}\varphi_0 + \operatorname{ctg}\varphi_{180} + \operatorname{ctg}\varphi_{270} + \operatorname{ctg}\varphi_{90}) + \cos i(\operatorname{ctg}\varphi_0 - \operatorname{ctg}\varphi_{180}) - \sin i(\operatorname{ctg}\varphi_{270} - \operatorname{ctg}\varphi_{90})\\
2(\delta - \varepsilon)\cos i &= \alpha(\operatorname{ctg}\varphi_0 + \operatorname{ctg}\varphi_{180} - \operatorname{ctg}\varphi_{270} - \operatorname{ctg}\varphi_{90}) + \cos i(\operatorname{ctg}\varphi_0 - \operatorname{ctg}\varphi_{180}) + \sin i(\operatorname{ctg}\varphi_{270} + \operatorname{ctg}\varphi_{90})\\
2(\beta + \gamma) &= \alpha(\operatorname{ctg}\varphi_0 + \operatorname{ctg}\varphi_{270} - \operatorname{ctg}\varphi_{180} - \operatorname{ctg}\varphi_{90}) + \cos i(\operatorname{ctg}\varphi_0 + \operatorname{ctg}\varphi_{180}) - \sin i(\operatorname{ctg}\varphi_{270} - \operatorname{ctg}\varphi_{90})\\
2(\beta - \gamma) &= \alpha(\operatorname{ctg}\varphi_0 + \operatorname{ctg}\varphi_{90} - \operatorname{ctg}\varphi_{180} - \operatorname{ctg}\varphi_{270}) + \cos i(\operatorname{ctg}\varphi_0 + \operatorname{ctg}\varphi_{180}) + \sin i(\operatorname{ctg}\varphi_{270} + \operatorname{ctg}\varphi_{90})
\end{aligned}$$

Führt man nun der Kürze wegen die Bezeichnungen ein:
$A = \operatorname{ctg}\varphi_0 + \operatorname{ctg}\varphi_{180}$; $B = \operatorname{ctg}\varphi_0 - \operatorname{ctg}\varphi_{180}$; $C = \operatorname{ctg}\varphi_{90} + \operatorname{ctg}\varphi_{270}$; $D = \operatorname{ctg}\varphi_{90} - \operatorname{ctg}\varphi_{270}$,
so ergiebt sich sofort:

$$\delta + \varepsilon = \tfrac{1}{2}\left(B + D \operatorname{tg} i + \alpha (A + C) \frac{1}{\cos i}\right)$$

$$\delta - \varepsilon = \tfrac{1}{2}\left(B + C \operatorname{tg} i + \alpha (A - C) \frac{1}{\cos i}\right)$$

$$\beta + \gamma = \tfrac{1}{2}\left(A + D \operatorname{tg} i + \alpha (B - D) \frac{1}{\cos i}\right)$$

$$\beta - \gamma = \tfrac{1}{2}\left(A + C \operatorname{tg} i + \alpha (B + D) \frac{1}{\cos i}\right)$$

Setzt man diese Werte in die Gleichungen (5) und (6) ein, so behält man zur Bestimmung von α und i noch zwei Gleichungen übrig. Eliminiert man mittelst derselben die Gröfse α, so ist die Resultante nach tg i algebraisch lösbar. Die Lösung ist weder elegant in der Form, noch bequem für die Rechnung, doch wäre dies kein Grund, von ihrer Anwendung abzustehen, wenn die entwickelte Methode im übrigen ohne Bedenken wäre. Ob aber die Annahme betreffs der Dimensionen der Nadel keine gröfseren Ungenauigkeiten ergiebt, als solche, welche innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler liegen, ist zum mindesten zweifelhaft und kann nur durch die Praxis entschieden werden. Es ist mir nicht bekanut, dafs der Versuch dazu von irgend jemand unternommen worden wäre. Bis dahin aber wird man Bedenken tragen müssen, sich unserer Methode zum Zwecke wissenschaftlicher Verwendung der Endwerte zu bedienen.

Ich bemerke zum Schlusse, dafs die Gleichung für tg i in allen Fällen, in denen es möglich ist, die Konstanten p, q, r theoretisch zu ermitteln, eine weit einfachere und elegantere Gestalt erhalten wird.

Auf diese speziellen Fälle, auf welche sich zum Teil auch die im Eingange angegebenen Citate beziehen, näher einzugehen, mufs ich mir hier versagen, da mir ohnehin der Raum aufs knappeste zugemessen ist.

Bestimmung der Inklination mittelst Beobachtung der Schwingungszeiten einer Magnetnadel unter dem Einflusse einer durch Induktion seitens des Erdmagnetismus magnetisierten Eisenmasse.

Poisson erwähnt a. a. O.*) nicht nur der Ablenkung, sondern auch der Schwingungszeiten einer Deklinationsnadel. Dafs die Beobachtung der letzteren geeignet ist, eine Bestimmung der Inklination zu liefern, soll in dem folgenden durch Rechnung bewiesen werden.

Das Potential des Erdmagnetismus in Bezug auf eine in der Horizontalebene bewegliche Magnetnadel von dem magnetischen Gesamtmomente M ist $H\,M \cos\varphi$ (falls wir die früheren Bezeichnungen beibehalten), und daher die Bewegungsgleichung der schwingenden Nadel, deren Trägheitsmoment gleich $\mathfrak{M}$ sei,

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\frac{H\,M}{\mathfrak{M}} \sin\varphi.$$

Unter der Voraussetzung, dafs die Amplituden der Schwingungen kleine Gröfsen sind, darf $\sin\varphi$ durch φ ersetzt, und daher die Gleichung auf die Form:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\frac{H\,M}{\mathfrak{M}}\,\varphi \quad \text{gebracht werden.}$$

Hieraus folgt für die Schwingungsdauer T die Relation:

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{H\,M}{\mathfrak{M}} = \frac{I\,M}{\mathfrak{M}} \cos i.$$

---

*) Pogg. Ann. I.

Wenn nun auf die Nadel nicht nur der Erdmagnetismus, sondern auch eine durch Induktion magnetisierte Eisenmasse wirkt, so ist, mit Rücksicht auf die in dem vorigen Abschnitte entwickelten Formeln, die Bewegungsgleichung:

$$\mathfrak{M}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -\left\{I\,M\cos i + p\,I\,M\cos\nu\cos(i-\nu) - r\,I\,M\sin\nu\sin(i-\nu)\right\}\sin\varphi + q\,I\,M\cos(i-\nu)\cos\varphi,$$

oder, wenn wir wieder statt $\sin\varphi$: φ und statt $\cos\varphi$: 1 setzen:

$$\frac{\mathfrak{M}}{I\,M}\cdot\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = q\cos(i-\nu) - (\cos i + p\cos\nu\cos(i-\nu) - r\sin\nu\sin(i-\nu))\,\varphi.$$

Durch einmalige Integration nach φ ergiebt sich:

$$\left(\frac{\mathfrak{M}}{I\,M}\right)\left(\frac{d\varphi}{dt}\right)^2 = q\cos(i-\nu)\,\varphi - \frac{\cos i + p\cos\nu\cos(i-\nu) - r\sin\nu\sin(i-\nu)}{2}\cdot\varphi^2,$$

oder, wenn ich $\sqrt{\varphi} = \psi$, also $\frac{d\varphi}{\sqrt{\varphi}} = 2d\psi$ setze,

$$dt = \sqrt{\frac{\mathfrak{M}}{I\,M}}\,\frac{2d\psi}{\sqrt{q\cos(i-\nu) - \frac{\cos i + p\cos\nu\cos(i-\nu) - r\sin\nu\sin(i-\nu)}{2}\,\psi^2}}.$$

Hieraus aber folgt, wenn ich die Integrationskonstante mit C bezeichne:

$$t + C = \sqrt{\frac{\mathfrak{M}}{I\,M}}\cdot\frac{\arccos\left\{\frac{\cos i + p\cos\nu\cos(i-\nu) - r\sin\nu\sin(i-\nu)}{2q\cos(i-\nu)}\cdot\psi\right\}}{\sqrt{\left\{\frac{\cos i + p\cos\nu\cos(i-\nu) - r\sin\nu\sin(i-\nu)}{2}\right\}}}$$

und hieraus für die Schwingungsdauer T:

$$\frac{T}{\pi} = \sqrt{\frac{\mathfrak{M}}{I\,M}}\sqrt{\left\{\frac{2}{\cos i + p\cos\nu\cos(i-\nu) - r\sin\nu\sin(i-\nu)}\right\}}.$$

Ersetzt man die Schwingungsdauer durch die Schwingungszahl, setzt also $T = \frac{1}{n}$, $T = \frac{1}{m}$, so ist

$$n^2 = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}}\cdot\cos i \qquad 1.$$

$$m^2 = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}}\cdot\tfrac{1}{2}\,(\cos i + p\cos\nu\cos(i-\nu) - r\sin\nu\sin(i-\nu)).$$

Da diese beiden Gleichungen zur Bestimmung der Unbekannten nicht ausreichen, so vervielfältige ich die Beobachtungen durch Veränderung des $< \nu$ und erhalte:

$$2)\; m^2_{0} = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}}\cdot\tfrac{1}{2}\cos i\,(1+p) \qquad 3)\; m^2_{180} = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}}\cdot\tfrac{1}{2}\cos i\,(1+p) = m^2_0$$

$$4)\; m^2_{90} = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}}\cdot\tfrac{1}{2}\cos i\,(1+r) \qquad 5)\; m^2_{270} = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}}\cdot\tfrac{1}{2}\cos i\,(1+r) = m^2_{90}$$

$$6)\; m^2_{45} = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}}\cdot\tfrac{1}{2}\left(\cos i\,\left(1+\frac{p+r}{2}\right) + \sin i\,\frac{p-r}{2}\right)$$

$$7)\; m^2_{-45} = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}}\cdot\tfrac{1}{2}\left(\cos i\,\left(1+\frac{p+r}{2}\right) - \sin i\,\frac{p-r}{2}\right).$$

Hieraus folgt:

$$\frac{m_0^2}{n^2} = \frac{1+p}{2}, \quad \frac{m_{90}^2}{n^2} = \frac{1+r}{2}, \quad \text{endlich}$$

$$m_{45}^2 = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}} \cdot \tfrac{1}{2} \cos i \left(\frac{m_0^2 + m_{90}^2}{n^2} + \frac{m_0^2 - m_{90}^2}{n^2} \operatorname{tg} i \right)$$

$$= \tfrac{1}{2}\, n^2 \left(\frac{m_0^2 + m_{90}^2}{n^2} + \frac{m_0^2 - m_{90}^2}{n^2} \operatorname{tg} i \right)$$

mithin ist:

$$\operatorname{tg} i = \frac{2\, m_{45}^2 - (m_0^2 + m_{90}^2)}{m_0^2 - m_{90}^2}$$

Benutzt man statt (6) die Gleichung (7), so erhält man eine neue Bestimmung von i, noch zwei andere, wenn man statt (2) und (4) die Werte (3) und (5) einführt. Diese verschiedenen Endresultate können durch einander kontrolliert, resp. mit einander auf passende Weise kombiniert werden.

Berücksichtigt man die in der Eisenmasse etwa vorhandenen festen Pole, sowie auch die von der Nadel rückwärts auf das Eisen ausgeübte Induktion, so nimmt die Bewegungsgleichung, wenn wir durchweg die früheren Bezeichnungen festhalten, die Gestalt an:

$$\frac{\mathfrak{M}}{I\,M} \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = q \cos(i-\nu) + \varrho\mu + Y_2 - (\cos i + p \cos\nu \cos(i-\nu) - r \sin\nu \sin(i-\nu) + X_2 \cos\nu - Z_2 \sin\nu)\,\varphi,$$

und hieraus folgt für die Schwingungsdauer T die Relation:

$$\frac{\pi^2}{T^2} = \frac{I\,M}{2\,\mathfrak{M}} \left(\cos i + p \cos\nu \cos(i-\nu) - r \sin\nu \sin(i-\nu) + X_2 \cos\nu - Z_2 \sin\nu \right).$$

Setzt man wieder $T = \frac{1}{m}$ und giebt dem Winkel ν der Reihe nach die Werte 0°, 90° etc., so erhält man:

$$m_0^2 = \frac{I\,M}{2\pi^2\,\mathfrak{M}} \left(\cos i\,(1+p) + X_2 \right); \quad m_{180}^2 = \frac{I\,M}{2\pi^2\,\mathfrak{M}} \left(\cos i\,(1+p) - X_2 \right)$$

$$m_{90}^2 = \frac{I\,M}{2\pi^2\,\mathfrak{M}} \left(\cos i\,(1+r) - Z_2 \right); \quad m_{270}^2 = \frac{I\,M}{2\pi^2\,\mathfrak{M}} \left(\cos i\,(1+r) + Z_2 \right)$$

$$m_{45}^2 = \frac{I\,M}{2\pi^2\,\mathfrak{M}} \left(\cos i \left(1 + \frac{p+r}{2}\right) + \sin i\, \frac{p-r}{2} + (X_2 - Z_2)\, \frac{1}{\sqrt{2}} \right)$$

$$m_{-45}^2 = \frac{I\,M}{2\pi^2\,\mathfrak{M}} \left(\cos i \left(1 + \frac{p+r}{2}\right) - \sin i\, \frac{p-r}{2} + (X_2 + Z_2)\, \frac{1}{\sqrt{2}} \right).$$

Fügt man diesen Gleichungen die frühere $n^2 = \frac{I\,M}{\pi^2\,\mathfrak{M}} \cos i$ hinzu, so findet man:

$$1)\ \frac{m_0^2}{n^2} = \tfrac{1}{2} \left(1 + p + \frac{X_2}{\cos i} \right); \quad 2)\ \frac{m_{180}^2}{n^2} = \tfrac{1}{2} \left(1 + p - \frac{X_2}{\cos i} \right)$$

$$3)\ \frac{m_{90}^2}{n^2} = \tfrac{1}{2} \left(1 + r - \frac{Z_2}{\cos i} \right); \quad 4)\ \frac{m_{270}^2}{n^2} = \tfrac{1}{2} \left(1 + r + \frac{Z_2}{\cos i} \right)$$

$$5)\ \frac{m_{45}^2}{n^2} = \tfrac{1}{2} \left(1 + \frac{p+r}{2} + \frac{p-r}{2} \operatorname{tg} i + (X_2 - Z_2)\, \frac{1}{\sqrt{2}\,\cos i} \right)$$

$$6)\ \frac{m_{-45}^2}{n^2} = \tfrac{1}{2} \left(1 + \frac{p+r}{2} - \frac{p-r}{2} \operatorname{tg} i + (X_2 + Z_2)\, \frac{1}{\sqrt{2}\,\cos i} \right).$$

Addiert man (1) und (2) resp. (3) und (4), so ergiebt sich:

$$p = \frac{m_0^2 + m_{180}^2}{n^2} - 1, \quad r = \frac{m_{90}^2 + m_{270}^2}{n^2} - 1,$$

subtrahiert man sie, so erhält man:

$$\frac{X_2}{\cos i} = \frac{m_0^2 - m_{180}^2}{n^2}, \quad \frac{Z_2}{\cos i} = \frac{m_{270}^2 - m_{90}^2}{n^2}.$$

Hieraus folgt:

$$1 + \frac{p + r}{2} = \frac{m_0^2 + m_{180}^2 + m_{90}^2 + m_{270}^2}{2n^2}, \quad \frac{p - r}{2} = \frac{m_0^2 + m_{180}^2 - m_{90}^2 - m_{270}^2}{2n^2}$$

$$\frac{X_2 + Z_2}{\cos i} = \frac{m_0^2 - m_{180}^2 + m_{270}^2 - m_{90}^2}{n^2}, \quad \frac{X_2 - Z_2}{\cos i} = \frac{m_0^2 - m_{180}^2 - m_{270}^2 + m_{90}^2}{n^2},$$

endlich

$$\frac{m_{45}^2}{n^2} = \frac{1}{2}\left(\frac{m_0^2 + m_{180}^2 + m_{90}^2 + m_{270}^2}{2n^2} + \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{m_0^2 - m_{180}^2 - m_{270}^2 + m_{90}^2}{n^2} + \operatorname{tg} i . \frac{m_0^2 + m_{180}^2 - m_{90}^2 - m_{270}^2}{2n^2}\right)$$

oder:

$$\operatorname{tg} i = \frac{4m_{45}^2 - \left(m_0^2 + m_{90}^2\right)\left(1 + \sqrt{2}\right) - \left(m_{180}^2 + m_{270}^2\right)\left(1 - \sqrt{2}\right)}{m_0^2 + m_{180}^2 - m_{90}^2 - m_{270}^2}.$$

Aus der Formel für m_{-45}^2 erhält man eine zweite Gleichung für $\operatorname{tg} i$; die eine kann zur Kontrolle der anderen benutzt werden.

Dafs die gewonnenen Resultate denselben Bedenken unterliegen, wie diejenigen der vorigen Methode, bedarf keiner Erwähnung; es sind Bedenken, welche der Theorie, nicht den Beobachtungen entspringen.

Das Weber'sche Induktionsinklinatorium.*)

Das Verfahren Weber's beruht auf der Messung der Intensität von Strömen, welche durch die horizontale resp. die vertikale Komponente des Erdmagnetismus induciert werden. Gemessen werden sie durch die Ablenkungen einer Deklinationsnadel. Dieselben sind grofs genug, um mit Schärfe bestimmt werden zu können. Alle Kräfte, welche sonst noch auf jene Ablenkungen von Einflufs sind, können in Rechnung gezogen werden. Erfordert also nicht etwa die letztere behufs ihrer Durchführbarkeit besondere Voraussetzungen, welche die Resultate noch aufserhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler beeinflussen, so wird man die Weber'sche Methode unter den bis jetzt bekannten als die vorzüglichste ansprechen dürfen.

Der erste Apparat, den Weber konstruierte, hatte folgende Beschaffenheit:

In der Mitte eines kreisförmigen Kupferringes schwebt eine Magnetnadel auf einer Spitze, die von einem Zapfen getragen wird, welcher durch den Kupferring geht und die Verlängerung der Drehungsaxe desselben bildet. Der Ring dreht sich um den Zapfen, ohne ihn, noch auch die Spitze, auf der die Nadel ruht, zu berühren. Ist der Ring in Bewegung, so wird in ihm durch den Erdmagnetismus ein elektrischer Strom induciert. Wenn die Drehungsaxe horizontal und dem magnetischen

---

*) Resultate aus den Beobachtungen des magnet. Vereins. Heft II. 1837. Pogg. Ann. Bd. XXXXIII. 1838. Pogg. Ann. Bd. XC. 1853.

Meridiane parallel ist, so ist sie auch parallel der magnetischen Axe der Bussole, folglich kann dann weder die Nadel, noch auch die horizontale Komponente des Erdmagnetismus in dem Kupferringe einen elektrischen Strom inducieren. Wohl aber wird ein solcher induciert durch die vertikale Komponente.

Es wirkt dann der Ring auf die Nadel erstens wie ein Multiplikator und bewirkt eine Ablenkung derselben. Zweitens übernimmt er in folge seiner drehenden Bewegung die Rolle eines Kommutators und lenkt daher die Nadel stets nach derselben Seite ab. Drittens wirkt er als Dämpfer, sodafs erfahrungsmäfsig die Nadel, bei fortgesetzter Drehung des Induktors, in ihrer abgelenkten Stellung fast ebenso ruhig verharrt, wie sonst im magnetischen Meridiane.

Die Gleichgewichtslage der Bussole wird in diesem Falle durch zwei Kräfte bestimmt. Die eine ist parallel dem magnetischen Meridiane, die andere, die ablenkende Kraft, die allein von der vertikalen Komponente des Erdmagnetismus herrührt, ist senkrecht gegen den Meridian gerichtet. Die Tangente des Ablenkungswinkels wird daher dem Verhältnisse der Intensitäten der vertikalen und der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus d. h. der Tangente der Inklination proportional sein.

Bezeichnet r den Radius des Ringes, φ den Winkel zwischen der Ebene desselben und der durch die Drehungsaxe gehenden vertikalen Ebene (in casu also dem magnetischen Meridiane), w den Leitungswiderstand des Ringes, so ist der durch die vertikale erdmagnetische Komponente inducierte Differentialstrom gleich

$$\pi r^2 \frac{S}{w} \cos\varphi \, d\varphi,$$

und das Drehungsmoment desselben in Bezug auf die Nadel, falls dieselbe das magnetische Gesamtmoment M besitzt und um den $\angle \psi$ aus dem Meridiane abgelenkt ist, gleich:

$$\pi r^2 \frac{S}{w} \cos\varphi \, d\varphi \, \frac{2\pi \, r \, M \cos\varphi \cos\psi}{r^2} = 2\pi^2 r \, M \frac{S}{w} \cos^2\varphi \cos\psi \, d\varphi.$$

Durch Integration nach φ von $-\frac{\pi}{2}$ bis $+\frac{\pi}{2}$, oder, was hier dasselbe ist, von 0 bis π erhält man die ablenkende Kraft der Summe von Differentialströmen, die während einer halben Umdrehung des Ringes induciert werden, nämlich:

$$2\pi^2 r \, M \frac{S}{w} \cos\psi \cdot \frac{\pi}{2} = \frac{\pi^3 r}{w} M \, S \cos\psi.$$

Die ablenkende Kraft des durch n Umdrehungen inducierten Integralstromes ist daher gleich $\frac{2n \, \pi^3 r}{w} S \, M \cos\psi$.

Da nun das Drehungsmoment der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus gleich $- H \, M \sin\psi$ ist, so ist die Gleichung des Gleichgewichts der Nadel

$$\frac{2n \, \pi^3 r}{w} S \, M \cos\psi - H \, M \sin\psi = 0, \quad \text{woraus}$$

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{2n \, \pi^3 r}{w} \cdot \frac{S}{H} = \frac{2n \, \pi^3 r}{w} \cdot \operatorname{tg} i \quad \text{folgt.}$$

Zu relativen Inklinationsmessungen reicht die beschriebene Methode aus, denn da w und r für alle Beobachtungsorte denselben Wert behalten, so ist

$$\frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg}\psi} = \frac{\operatorname{tg} i_1}{\operatorname{tg}\psi_1} \text{ etc., oder } \frac{\operatorname{tg} i}{\operatorname{tg} i_1} = \frac{\operatorname{tg}\psi}{\operatorname{tg}\psi_1}.$$

Behufs absoluter Bestimmung von i ist die Kenntnis der Konstante w erforderlich.

Um zu einer solchen zu gelangen, nehme man nun die Bussole aus dem Ringe heraus und drehe denselben um 90°, so dafs die Drehungsaxe, die bisher horizontal war, vertikal zu stehen kommt. Alsdann stelle man die Bussole wieder so in der Mitte des Induktors auf, dafs sie sich in der horizontalen Ebene frei bewegen kann.

Dreht man jetzt den Induktor, so induciert in ihm die horizontale Komponente des Erdmagnetismus einen elektrischen Strom, gerade so wie es vorhin die vertikale gethan hatte. Da nun in beiden Fällen die inducierten Stromintensitäten den inducierenden Kräften, und die Tangenten der Ablenkungswinkel der Nadel jenen Intensitäten proportional sind, so sind diese Tangenten auch den inducierenden Kräften selbst proportional, ihr Quotient ist also, vorausgesetzt, dafs in beiden Fällen die Winkelgeschwindigkeit dieselbe geblieben ist, gleich dem Quotienten der erdmagnetischen Seitenkräfte d. h. gleich der Tangente der Inklination.

Die von uns reproducierte Theorie des beschriebenen Instrumentes ist nicht in aller Strenge richtig, da das zu behandelnde Problem keineswegs ein statisches, sondern vielmehr ein dynamisches ist; denn die Magnetnadel nimmt keineswegs eine feste Ruhelage ein, sondern sie oscilliert um eine gewisse mittlere Position. Freilich sind die Schwingungen so klein, dafs man mit Weber jene Mittelstellung als Gleichgewichtslage auffassen und der Beobachtung zu Grunde legen darf.

Nichtsdestoweniger ist es notwendig, sich über den Grad der Zulässigkeit dieser Annahme mit Strenge zu vergewissern, und wollen wir daher vor allem anderen die

Genaue Theorie des Weber'schen Induktionsinklinatoriums

in seiner einfachsten Gestalt entwickeln.

Der durch einen Magnetpol μ in einem Leiter von dem Widerstande w inducierte (Integral) Strom ist nach Neumann*) gleich $\mathfrak{J} = -\frac{\varepsilon \mu}{w\sqrt{2}}(P_e - P_a)$, falls ε die Induktionskonstante und P_e und P_a die Potentiale von μ in Bezug auf den Leiter in dessen End- resp. Anfangsposition bedeuten.

Ist der inducierende Pol der magnetische Erdpol, so wird, wenn man die Fläche des rotierenden Kreises mit F, den Winkel zwischen der Normalen der Ebene des Ringes und der magnetischen Erdaxe in der Anfangs- resp. der Endposition des ersteren mit (N_a, i) resp. (N_e, i) bezeichnet:

$$\mathfrak{J} = -\varepsilon \frac{I \cdot F}{w\sqrt{2}} \left(\cos(N_e, i) - \cos(N_a, i)\right).$$

Bezeichnet man ferner den Winkel zwischen der Drehungsaxe und der magnetischen Erdaxe mit ϑ, den Neigungswinkel zwischen der durch diese beiden Linien gelegten Ebene und derjenigen Ebene, welche durch die Drehungsaxe und die Normale des kreisförmigen Leiters bestimmt ist, mit ψ, so ist im allgemeinen:
$$\cos(N, i) = \sin\vartheta \cos\psi.$$

Die Anfangsposition sei nun diejenige, in welcher $\psi = 0$ ist, so wird:

$$\mathfrak{J} = -\frac{\varepsilon\, I\, F}{w\sqrt{2}} \sin\vartheta\, (\cos\psi - 1),$$

(worin ψ sich auf die jedesmalige Endposition bezieht).

Ist die Drehungsaxe horizontal, so ist $\vartheta = i$, und daher

$$\mathfrak{J} = -\frac{\varepsilon\, I\, F}{w\sqrt{2}} \sin i\, (\cos\psi - 1).$$

Diese Formel lehrt, dafs $\mathfrak{J}$ allein von der Komponente $I \sin i$ abhängt und stets einen positiven Wert besitzt.

Für den Differentialstrom ergiebt sich die Formel:

$$D = \frac{\varepsilon\, I\, F\, \sin i}{w\sqrt{2}} \sin\psi \frac{\partial\psi}{\partial t}.$$

Dieser Strom wirkt nun, so lange der Ring in Bewegung ist, auf die Bussole mit einer Kraft, deren Richtung senkrecht gegen die Ebene des Kreises steht, falls wir die Nadel gegen den Durchmesser des Ringes sehr klein und in dem Mittelpunkte des letzteren aufgestellt annehmen.

*) F. Neumann. Abhandl. d. Berl. Akad. 1845 und 1847.

Da sich die Nadel nur in der horizontalen Ebene bewegen kann, so kommt von dieser Kraft auch nur die horizontale Komponente $D \sin \psi$ zur Geltung. Wird nun die Bussole um den $< \varphi$ aus dem magnetischen Meridiane abgelenkt, so ist das Drehungsmoment des Stromes in Bezug auf dieselbe:

$$\frac{\varepsilon \, I \, F \sin i}{w \sqrt{2}} \sin^2 \psi \frac{\partial \psi}{\partial t} M \cos \varphi,$$

und daher die Gleichung für das Gleichgewicht derselben, wenn $\mathfrak{M}$ die frühere Bedeutung hat:

$$\mathfrak{M} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = - H M \sin \varphi + \frac{\varepsilon \, I \sin i}{w \sqrt{2}} F \sin^2 \psi \frac{\partial \psi}{\partial t} M \cos \varphi .$$

Hierin ist ψ eine Funktion von t, nämlich gleich $2\pi \frac{t}{\tau}$, falls τ die Dauer einer Umdrehung des Ringes bedeutet.

Integriere ich nun nach t von t bis $t + \tau$ d. h. für die Dauer einer Umdrehung und gehe ich dabei von der Voraussetzung aus, dafs die Nadel während dieser äufserst kleinen Zeit kaum aus ihrer Ruhelage herausgegangen ist, vielmehr einen gewissen konstanten Mittelwert φ eingenommen hat, den sie in Wirklichkeit etwa in der Mitte zwischen t und $t + \tau$ gehabt hat, so wird

$$\mathfrak{M} \left(\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_{t+\tau} - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_{t} \right) = - H M \sin \varphi . \tau + \frac{\varepsilon \, I \sin i . F . M . \cos \varphi}{w \sqrt{2}} . \pi$$

Durch Entwickelung nach Potenzen von τ erhält man, wenn die höheren Potenzen dieser Gröfse vernachlässigt werden:

$$\mathfrak{M} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = - H M \sin \varphi + \frac{\pi \, \varepsilon \, I \sin i \, F \, M \cos \varphi}{\tau \, w \sqrt{2}},$$

eine Gleichung, die für jeden Werth von t gilt, im übrigen allerdings nur annäherungsweise richtig ist.

Bezeichnet man nun die Stellung, um welche die Nadel oscilliert, durch den Ablenkungswinkel α und setzt $\varphi = \alpha + \psi$, so wird die Bewegungsgleichung:

$$\mathfrak{M} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} = - H M \sin (\alpha + \psi) + \frac{\pi \, \varepsilon \, I \sin i \, F \, M \cos (\alpha + \psi)}{w \, \tau \sqrt{2}}.$$

Durch Integration folgt:

$$\frac{\mathfrak{M}}{2} \cdot \left(\frac{\partial \psi}{\partial t}\right)^2 + C = H M \cos (\alpha + \psi) + \frac{\pi \, \varepsilon \, I \sin i \, F \, M \sin (\alpha + \psi)}{w \, \tau \sqrt{2}}.$$

Für $\frac{\partial \psi}{\partial t} = 0$ wird, wenn ich die Grenzen des $< \psi : \psi_1$ resp. $- \psi_1$ nenne, einerseits

$$C = H M \cos (\alpha + \psi_1) + \frac{\pi \, \varepsilon \, I \sin i \, F \, M \sin (\alpha + \psi_1)}{w \, \tau \sqrt{2}}, \quad \text{andererseits}$$

$$C = H M \cos (\alpha - \psi_1) + \frac{\pi \, \varepsilon \, I \sin i \, F \, M \sin (\alpha - \psi_1)}{w \, \tau \sqrt{2}},$$

folglich ist:

$$0 = H M \sin \alpha \sin \psi_1 - \frac{\pi \, \varepsilon \, I \sin i \, F \, M \cos \alpha \sin \psi_1}{w \, \tau \sqrt{2}},$$

mithin:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\pi \, \varepsilon \, I \sin i \, F}{H \, w \, \tau \sqrt{2}} = \frac{n \, \pi \, \varepsilon \, I \sin i \, F}{H \, w \sqrt{2}}, \text{ wenn } n = \frac{1}{\tau} \text{ ist.}$$

Wollte man aus dieser Gleichung i bestimmen, so müfste man α beobachten und n, w, ε anderweitig ermitteln.

Der Kenntnis von w und ε könnte man entraten, wenn man wieder wie früher die Drehungsaxe vertikal stellte und wie oben verführe. Es würde dann $\vartheta = \frac{\pi}{2} - i$, mithin:

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{n_1 \, \pi \, \varepsilon \, I \cos i \, F}{H \, w \, \sqrt{2}}, \qquad \text{folglich}$$

$$\operatorname{tg} i = \frac{n_1}{n} \cdot \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha_1}.$$

Einer Anwendung der beschriebenen Methode steht in erster Linie die Beobachtung der Winkel α resp. α_1 entgegen. Beide sind, da die Nadel keine absolut feste Stellung einnimmt, nur annähernd, nicht mit letzter Genauigkeit zu messen, doch läfst sich diese Genauigkeit wesentlich erhöhen, wenn man den rotierenden Kreisleiter nicht in sich selbst schliefst, sondern zu einem Multiplikator fortführt, in welchem sich dann die Bussole befindet. Da in der Endformel der Widerstand des Induktors nicht mehr enthalten ist, so wird durch diese Anordnung in der Theorie nichts geändert.

Eine zweite Schwierigkeit liegt in der Bestimmung des Verhältnisses der beiden Umdrehungsgeschwindigkeiten $\frac{n_1}{n}$. F. Neumann hat dieselbe dadurch beseitigt, dafs er $n_1 = n$ machte. Er erreicht diese Absicht, indem er statt des einen Ringes zwei konstruiert, von denen der eine um eine horizontale, der andere um eine vertikale Axe drehbar ist, beide Axen aber durch gezähnte Räder mit einander in Verbindung setzt. Die Folge ist, dafs sich beide Kreise gleichzeitig und mit derselben Winkelgeschwindigkeit bewegen.

Die ausführliche Entwickelung dieses sehr sinnreichen und sehr praktischen Gedankens mufs ich mir an dieser Stelle versagen.

Weber hat in späteren Jahren noch eine andere Methode, die Inklination durch die Ablenkung einer horizontalen Magnetnadel zu messen, veröffentlicht.*) Er verfolgte dabei wesentlich den Zweck, die Messungen von der Umdrehungsgeschwindigkeit des Induktors zu befreien. Statt daher den letzteren in eine drehende Bewegung zu versetzen, läfst er fortan nur den Induktionsstofs einer einzigen Umdrehung auf die in einem Multiplikator sich befindende Nadel wirken. Dieselbe erleidet dadurch eine gewisse Ablenkung, kehrt zurück und passiert den Meridian. In demselben Moment erhält sie einen neuen Induktionsstofs und zwar von der Art, dafs ihre Geschwindigkeit, also auch ihre Amplitude vergröfsert wird; passiert sie den Meridian von neuem, so wiederholt sich dieser Vorgang u. s. f.

Aus den auf einander folgenden Amplituden, die mit hinlänglicher Genauigkeit gemessen werden können, läfst sich dann die Inklination ableiten.

Weber nannte diese Methode die Multiplikations-, eine andere, sehr ähnliche, die Reflexionsmethode. Zur analytischen Entwickelung derselben gehen wir nunmehr über.

Theorie der Multiplikations- und Reflexionsmethode.

Bedeutet $F(\varphi)$ die Multiplikatorfunktion, D den durch den Erdmagnetismus inducierten Differentialstrom, so ist die Gleichung für die Bewegung, welche die Nadel infolge der Einwirkung dieses Stromes erlangt:

$$\mathfrak{M} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = - H \, M \sin \varphi + D \, F(\varphi).$$

Man kann nun wieder, wie früher, in der Bewegung der Nadel zwei von einander verschiedene Zeitperioden unterscheiden. Die erste umfafst die sehr kurze Zeit τ der einmaligen Umdrehung des Induktors. Während derselben darf man für φ einen gewissen, sehr kleinen, konstanten Mittelwert φ',

*) Pogg. Ann. XC, 1853. (Der ganzen Serie 166. Bd.)

ja geradezu 0 setzen, da im allgemeinen τ so klein sein wird, dafs sich während dieser Zeit die Nadel noch gar nicht aus ihrer Ruhelage entfernt hat. Integriert man daher nach t von 0 bis τ, so wird:

$$\mathfrak{M}\left(\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0\right) = F(o)\int_0^\tau D\, dt = F(o)\,.\,\mathfrak{J}$$

Der Integralstrom $\mathfrak{J}$ ist uns bekannt. Richtet man nämlich den Apparat so ein, dafs $\cos(N_a, i) = \sin i$, $\cos(N_e, i) = -\sin i$ ist, d. h. so, dafs die Drehungsaxe horizontal ist, und die Umdrehung vom magnetischen Meridiane aus gerade 180° beträgt, so ist

$$\mathfrak{J} = \frac{2\,\varepsilon\, I \sin i\, F}{w\,\sqrt{2}}.$$

$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0$ bedeutet die Geschwindigkeit, welche die Nadel hatte, als sie den Induktionsstofs empfing d. h. als sie in den Meridian, etwa von einer Amplitude φ_0 heraus, eintrat.

Es ist dann $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0 = 2\sqrt{\frac{H\,.\,M}{\mathfrak{M}}}\,.\,\sin\frac{\varphi_0}{2}$.

Die Geschwindigkeit, mit welcher die Nadel, nachdem sie den Induktionsstofs empfangen, den Meridian verläfst, ist $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1$.

Nach Ablauf der Zeit τ beginnt die zweite Periode; während derselben ist allein der Erdmagnetismus wirksam. Die Bewegungsgleichung ist daher

$$\mathfrak{M}\,\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\,H\,M \sin\varphi.$$ Die Integration ergiebt:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)^2 - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1^2 = \frac{2\,H\,M}{\mathfrak{M}}(\cos\varphi - 1).$$

Wende ich diese Gleichung auf den Moment an, in welchem die Nadel ihre gröfste Elongation φ_1 erreicht hat, also $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0$ ist, so folgt:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 = 2\sqrt{\frac{H\,.\,M}{\mathfrak{M}}}\,.\,\sin\frac{\varphi_1}{2},$$ oder, da ja

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 = \frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\,.\,\mathfrak{J} + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0$$ ist,

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0 + \frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\,.\,\mathfrak{J} = 2\sqrt{\frac{H\,M}{\mathfrak{M}}}\,.\,\sin\frac{\varphi_1}{2},$$ oder endlich:

$$\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} = 2\sqrt{\frac{H\,M}{\mathfrak{M}}}\left(\sin\frac{\varphi_1}{2} - \sin\frac{\varphi_0}{2}\right).$$

Bedeutet T die Schwingungsdauer der Nadel, so ist $T = \frac{\pi}{\sqrt{\frac{H\,.\,M}{\mathfrak{M}}}}$, mithin:

$$\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} = \frac{2\pi}{T}\left(\sin\frac{\varphi_1}{2} - \sin\frac{\varphi_0}{2}\right).$$

Wenn man der Bussole in dem Momente, in welchem sie, aus der Amplitude φ_1 zurückkehrend, den Meridian passiert, einen neuen Induktionsstofs erteilt, der ihre Geschwindigkeit vermehrt, so dafs sie eine Amplitude φ_2 erreicht, welche gröfser als φ_1 ist, so gilt die neue Gleichung:

$$\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} = 2\sqrt{\frac{H\,M}{\mathfrak{M}}}\left(\sin\frac{\varphi_2}{2} - \sin\frac{\varphi_1}{2}\right), \text{ ebenso folgt:}$$

$$\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} = 2\sqrt{\frac{H\,M}{\mathfrak{M}}}\left(\sin\frac{\varphi_3}{2} - \sin\frac{\varphi_2}{2}\right) \text{ etc., endlich}$$

$$\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} = 2\sqrt{\frac{H\,M}{\mathfrak{M}}}\left(\sin\frac{\varphi_n}{2} - \sin\frac{\varphi_{n-1}}{2}\right).$$

Durch Addition erhält man:

$$n\,\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} = 2\sqrt{\frac{H\,.\,M}{\mathfrak{M}}}\left(\sin\frac{\varphi_n}{2} - \sin\frac{\varphi_0}{2}\right).$$

Stellt man nun die Drehungsaxe vertikal und wiederholt die vorigen Betrachtungen, so erhält man eine der letzteren analoge Gleichung:

$$n_1\,\mathfrak{J}_1\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} = 2\sqrt{\frac{H\,.\,M}{\mathfrak{M}}}\left(\sin\frac{\psi_n}{2} - \sin\frac{\psi_0}{2}\right).$$

Durch Division beider ergiebt sich:

$$\frac{\mathfrak{J}}{\mathfrak{J}_1} = \operatorname{tg} i = \frac{n_1}{n}\cdot\frac{\sin\frac{\varphi_n}{2} - \sin\frac{\varphi_0}{2}}{\sin\frac{\psi_n}{2} - \sin\frac{\psi_0}{2}},$$

oder, wenn man $n_1 = n$, $\varphi_0 = 0$, $\psi_0 = 0$ macht,

$$\operatorname{tg} i = \frac{\sin\frac{\varphi_n}{2}}{\sin\frac{\psi_n}{2}}.$$

Bei unserer Entwickelung sind bis jetzt die Ströme aufser acht gelassen worden, welche die Nadel durch ihre Bewegung in dem Multiplikator induciert. Wie alle inducierten Ströme wirken auch diese der Bewegung des Inducenten entgegen. Daher kommt es, dafs die Amplituden der Bussole keineswegs, wie es nach den obigen Formeln sein müfste, in inf. proportional der Anzahl der Induktionsstöfse anwachsen, sondern dafs sie sehr bald ein gewisses Maximum erreichen und dann einen konstanten Wert behalten. Für die Praxis ist dieser Umstand von dem gröfsten Vorteil, denn es leuchtet ein, dafs dieser Grenzwert mit der äufsersten Schärfe beobachtet werden kann. Läfst sich aus ihm die Inklination bestimmen, so wird dies Verfahren von ebenso grofser Genauigkeit sein.

Wenn der auf die Nadel wirkende Strom sehr stark ist, so kann es vorkommen, dafs erstere so grofse Amplituden erlangt, dafs sie aus dem Beobachtungsfelde des Spiegelapparates heraustritt. In diesem Falle verfährt man folgendermafsen: Wenn die Nadel, aus einer gewissen Anfangsstellung kommend, den Meridian passiert, erteilt man ihr einen Induktionsstofs, welcher sie, ihrer bisherigen Richtung entgegengesetzt, zurücktreibt. Das nächste Mal geht sie ungehindert durch den Meridian, das folgende Mal erhält sie wieder einen Impuls, der sie zurüktreibt u. s. f. Die Nadel erreicht bald, sowohl auf der einen, als auch auf der anderen Seite des Meridians eine konstante Amplitude, und jede von beiden wird nunmehr Objekt der Beobachtung. Man erkennt leicht, dafs dieses Verfahren (Reflexionsmethode) bei schwachen Strömen nicht anwendbar ist.

Die in dem Multiplikator inducierten Gegenströme lassen sich ganz allgemein in Rechnung ziehen, wenn man von dem Satze Gebrauch macht, dafs der inducierte Integralstrom durch die Differenz der Potentiale des Magneten in Bezug auf den Leiter für die End- resp. für die Anfangsposition des letzteren gegeben ist. Nenne ich dieselben, wenn ich sie auf den ganzen Magneten und die ganze Kurve des Multiplikators beziehe, P resp. P_a, und bedeuten ε_1 und w_1 die Induktionskonstante resp. den Widerstand des Leiters, so wird der Integralstrom:

$$\mathfrak{J}_1 = \frac{\varepsilon_1}{w_1}(P - P_a), \text{ der Differentialstrom } D_1 = \frac{\varepsilon_1}{w_1} \cdot \frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\varepsilon_1}{w_1} \cdot \frac{\partial P}{\partial \varphi} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial t},$$

da P nur eine Funktion von φ ist.

Das Drehungsmoment dieses Stromes in Bezug auf die Nadel ist $D_1\,F(\varphi)$.

$F(\varphi)$ bedeutet nichts anderes, als das Drehungsmoment der Einheit des in dem Multiplikator fliefsenden Stromes, mithin ist es gleich $-\frac{\partial P}{\partial \varphi}$. Daher ist das Drehungsmoment des inducierten Differentialstromes gleich $-\frac{\varepsilon_1}{w_1}\left(\frac{\partial P}{\partial \varphi}\right)^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t}$, folglich die Bewegungsgleichung der Nadel:

$$\mathfrak{M}\,\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -H\,M \sin\varphi + D\,(F(\varphi) - \frac{\varepsilon_1}{w_1}\left(\frac{\partial P}{\partial \varphi}\right)^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t}.$$

Glieder anderer Art, also etwa solche mit höheren Potenzen von $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ treten zu den vorhandenen auch dann nicht hinzu, wenn man etwa noch den Widerstand der Luft berüksichtigen wollte, denn nach allgemeinem Urteil darf derselbe der Winkelgeschwindigkeit proportional gesetzt werden. Die Natur der Gleichung würde dadurch also nicht geändert werden, vielmehr käme nur noch ein Glied von der Form $-c\,\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ hinzu, welches sich zu dem schon vorhandenen in $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ multiplicierten addierte. Man könnte übrigens den Einflufs des neuen Gliedes dadurch ermitteln, dafs man die Nadel einmal in einem geöffneten, dann in einem geschlossenen Multiplikator schwingen liefse. Im ersteren Falle wäre nur der Widerstand der Luft, im zweiten die Summe aus letzterem und dem von dem Gegenstrome ausgehenden Widerstande wirksam.

Da man Beobachtungen der vorliegenden Art stets mittelst Fernrohrs und Spiegelapparats anstellt, so darf man sie so einrichten, dafs die Objekte der Beobachtungen, die Amplituden, sehr klein bleiben. Daher lassen wir fortan die Näherung eintreten, $\sin\varphi$ durch φ, $F(\varphi)$ durch die Konstante $F(o)$ zu ersetzen, $\frac{\partial P}{\partial \varphi}$ aber ebenfalls als konstant anzusehen.

Ich bemerke hierzu ausdrücklich, dafs die Zulässigkeit dieser Näherung, namentlich hinsichtlich der Konstanz der Multiplikatorfunktion, durch die Praxis erst noch bewiesen werden mufs. Bis jetzt ist das noch nicht geschehen, vielmehr scheint aus den neuesten Untersuchungen und Erfahrungen von Wild*) hervorzugehen, dafs die Erreichung letzter Genauigkeit mit dieser Näherung nicht vereinbar ist.

Die Bewegungsgleichung wird nunmehr:

$$\mathfrak{M}\,\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -H\,M\,\varphi + D\,F(o) - \frac{\varepsilon_1}{w_1}\left(\frac{\partial P}{\partial \varphi}\right)^2 \frac{\partial \varphi}{\partial t}.$$

Unterscheidet man nun, wie früher, zwei Perioden der Bewegung, so gilt für die erste, während welcher $\varphi = 0$ ist:

$$\mathfrak{M}\,\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = D\,F(o), \qquad \text{mithin ist:}$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 - \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0 = \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}.$$

*) Mém. de Petersb. (7). XXVI. No. 8; Zeitschr. f. Met. 1880. XV.

In der zweiten Periode ist das Glied D F(o) unwirksam, und es wird die Bewegungsgleichung

$$\mathfrak{M}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + H\,M\,\varphi + \frac{\varepsilon}{w}\left(\frac{\partial P}{\partial\varphi}\right)^2\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0,$$

oder, wenn wir der Kürze wegen $\frac{H\,M}{\mathfrak{M}} = \alpha$, $\frac{\frac{\varepsilon}{w}\left(\frac{\partial P}{\partial\varphi}\right)^2}{\mathfrak{M}} = \beta$ setzen:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} + \beta\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \alpha\varphi = 0.$$

Die Lösung dieser Gleichung ist: $\varphi = e^{mt}$, falls m durch die Gleichung $m^2 + \beta m + \alpha = 0$ bestimmt wird, mithin gleich $-\frac{\beta}{2} \pm \sqrt{\frac{\beta^2}{4} - \alpha}$ ist.

Es kann vorkommen, dafs $\frac{\beta^2}{4} - \alpha > 0$ ist; dann ist m eine reelle, φ eine wirkliche Exponentialgröfse. Dieser Fall läfst eine Lösung unseres physikalischen Problems nicht zu, denn er bedeutet, dafs die Nadel gar keine Oscillationen macht, vielmehr aus ihrer Ablenkung langsam in den Meridian zurücktritt. Die Erörterung, wie man auch diesen Umstand praktisch verwerten kann, übergehe ich hier.

Im allgemeinen ist m imaginär und dann hat das vollständige Integral die Form:

$$\varphi = e^{-\frac{\beta}{2}t}\left(A\sin\left(t\sqrt{\alpha - \frac{\beta^2}{4}}\right) + B\cos\left(t\sqrt{\alpha - \frac{\beta^2}{4}}\right)\right).$$

Da für $t = 0$ auch $\varphi = 0$ ist, so ist $B = 0$.

Nenne ich ferner die Schwingungsdauer d. h. die Zeit, welche zwischen zwei auf einander folgenden Durchgängen der Nadel durch den Meridian verfliefst, T, so mufs:

$$\sin 0 = \sin\left(T\sqrt{\alpha - \frac{\beta^2}{4}}\right), \text{ folgl. } T\sqrt{\alpha - \frac{\beta^2}{4}} = \pi,$$

mithin $\varphi = A\,e^{-\frac{\beta}{2}t}\sin\frac{t\pi}{T}$ sein.

Nun ist aber zur Zeit $t = 0$ (streng genommen zur Zeit $t = \tau$),

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_1 = A\frac{\pi}{T}, \text{ folgl. } A = \frac{T}{\pi}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_1$$

und daher:

$$\varphi = \frac{T}{\pi}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_1 e^{-\frac{\beta}{2}t}\sin\left(\frac{t}{T}\pi\right).$$

Um das Maximum der Abweichungen vom Meridiane zu finden, setze man $\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0$. Bezeichnet man nun die Zeit, nach welcher dies Maximum erreicht ist, mit t_m, so wird:

$$\frac{\pi}{T}\cos\left(\frac{t_m\pi}{T}\right) - \frac{\beta}{2}\sin\left(\frac{t_m\pi}{T}\right) = 0.$$ Hieraus folgt:

$$\operatorname{tg}\frac{t_m\pi}{T} = \frac{\pi}{T}\cdot\frac{2}{\beta}, \text{ oder } \sin\left(\frac{t_m\pi}{T}\right) = \frac{\frac{\pi}{T}}{\sqrt{\left(\frac{\pi}{T}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{2}\right)^2}}.$$

Eine Wurzel dieser in Bezug auf t_m transcendenten Gleichung hat, falls n eine ganze Zahl bedeutet, die Form: $\frac{t_m \pi}{T} = n\pi + \operatorname{arctg}\left(\frac{2\pi}{\beta T}\right)$, oder, wenn ich $\frac{\beta T}{2} = \lambda$ setze:

$$t_m = n\,T + \frac{T}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{\pi}{\lambda}.$$

Setzt man diesen Wert in den für φ gefundenen Ausdruck ein, so erhält man für die $(n+1)$ te Amplitude nach dem ersten Induktionsstofs:

$$\varphi_{n+1} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\pi}{T}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{2}\right)^2}} \cdot \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 \cdot e^{-n\lambda}\, e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}}$$

$$= \frac{\frac{T}{\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 \cdot e^{-n\lambda}\, e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}}.$$

Die auf einander folgenden Amplituden, welche die Nadel nach dem ersten Induktionsstofse erlangt, sind demnach, wenn keine neuen Impulse hinzutreten:

$$\varphi_1 = \frac{\frac{T}{\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}}$$

$$\varphi_2 = \frac{\frac{T}{\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}} \cdot e^{-\lambda}$$

$$\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots$$

$$\varphi_n = \frac{\frac{T}{\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}} \cdot e^{-(n-1)\lambda}$$

Die Werte für φ_1, φ_2 u. s. w. bilden eine geometrische Reihe. Aus je zweien derselben ergiebt sich eine Bestimmung von λ. Eine etwaige Veränderung des magnetischen Meridians während der Dauer der Beobachtungen könnte dadurch unschädlich gemacht werden, dafs man nicht φ_1, φ_2 selbst, sondern ihre Summen zu je zweien, nämlich $\psi_1 = \varphi_1 + \varphi_2$, $\psi_2 = \varphi_2 + \varphi_3$ u. s. w. als Beobachtungsobjekt einführte. Da

$$\psi_1 = \frac{\frac{T}{\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}} \left(1 + e^{-\lambda}\right)$$

$$\psi_2 = \frac{\frac{T}{\pi}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}} \left(1 + e^{-\lambda}\right) e^{-\lambda}$$

u. s. w. wird, so sieht man, dafs auch diese Gröfsen die Glieder einer geometrischen Reihe bilden.

Setzt man für $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1$ seinen Wert: $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0 + \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}$ in irgend eine der obigen Relationen ein, so erhält man damit eine Gleichung für $\mathfrak{J}$, könnte also, wenn man dann die Beobachtungen für eine vertikale Drehungsaxe wiederholte, i ermitteln. Es würde diese Bestimmung jedesmal nur aus einer einzigen Amplitude, also, da jede derselben nur einmal beobachtet werden kann, nur aus je einer Messung erfolgen.

Um diesen Übelstand zu beseitigen, wenden wir uns nun zum Schlusse zur Anwendung wiederholter Induktionsimpulse.

Wenn der Magnet, aus der Amplitude φ_0 kommend, mit der Geschwindigkeit $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0$ in den Meridian eintritt, so verläſst er ihn mit derselben Geschwindigkeit, falls keine neue Kraft hinzukommt. Wenn er aber in dem Momente, in welchem er den Meridian passiert, einen Induktionsstoſs $\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}$ erhält, der mit seiner Geschwindigkeit gleich gerichtet ist, und den ich bei diesem ersten Male positiv rechnen will, so verläſst er den Meridian mit einer Geschwindigkeit

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0 + \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}.$$

Es möge nun ganz allgemein $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_\varkappa$ diejenige Geschwindigkeit bezeichnen, mit welcher der Magnet den Meridian verläſst, nachdem er soeben den $\varkappa$ten Induktionsstoſs erhalten hat. Wenn dann die Nadel in den Meridian zurückkehrt, so geschieht das mit einer Geschwindigkeit, die mit $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)'_\varkappa$ bezeichnet werde und die aus dem allgemeinen Ausdruck für $\frac{\partial \varphi}{\partial t}$ folgt, indem man t durch T ersetzt. Ist also

$$\varphi = \frac{T}{\pi}\cdot\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_\varkappa e^{-\frac{\beta}{2}t}\sin\left(\frac{t}{T}\pi\right), \quad \text{so ist}$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)'_\varkappa = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_\varkappa\cdot e^{-\lambda}.$$ Folgerecht bedeutet $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)''_\varkappa$ die Gröſse

$$-\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)'_\varkappa e^{-\lambda} = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_\varkappa e^{-2\lambda},$$ nämlich die Geschwindigkeit, mit welcher die Nadel in den Meridian zurückkehrt, nachdem sie $\varkappa$ Induktionsstöſse erhalten und darauf den Meridian einmal frei passiert hat.

Wendet man nun die Multiplikationsmethode an, so gilt die folgende Reihe von Gleichungen:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0 + \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}};\ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)'_1 = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_1\cdot e^{-\lambda}$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_2 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)'_1 - \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0 e^{-\lambda} - \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\left(1 + e^{-\lambda}\right)$$

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)'_2 = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_2 e^{-\lambda} = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t}\right)_0 e^{-2\lambda} + \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\left(1 + e^{-\lambda}\right) e^{-\lambda}$$

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_3 = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_0 e^{-2\lambda} + \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\left(1 + e^{-\lambda} + e^{-2\lambda}\right)$$

. . . .

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_m = (-1)^{m-1}\left\{\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_0 e^{-(m-1)\lambda} + \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\,A\right\},$$

falls $1 + e^{-\lambda} + e^{-2\lambda} + \dots + e^{-(m-1)\lambda} = A$ gesetzt wird.

Bei der Reflexionsmethode erhält man:

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_1 = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_0 - \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}};\ \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_1'' = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_0 e^{-2\lambda} - \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\,e^{-2\lambda}$$

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_2 = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_0 e^{-2\lambda} + \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\left(1 - e^{-2\lambda}\right)$$

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_2'' = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_0 e^{-4\lambda} + \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\left(1 - e^{-2\lambda}\right)e^{-2\lambda}$$

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_3 = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_0 e^{-4\lambda} - \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\left(1 - e^{-2\lambda} + e^{-4\lambda}\right)$$

. . . .

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_r = \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_0 e^{-(r-1)2\lambda}\quad (-1)^r\,\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\,B,$$

wenn $1 - e^{-2\lambda} + e^{-4\lambda} - \dots\dots (-1)^{r-1} e^{-(r-1)2\lambda} = B$ gesetzt wird.

A und B sind geometrische Reihen, deren Glieder sich der Null, deren Summen sich gewissen endlichen Grenzwerten umsomehr nähern, je gröfser m resp. r ist. Dasselbe gilt also auch von $\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_m$ resp. $\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_r$. Nimmt man daher m und r so grofs an, dafs A und B als unendliche Reihen angesehen werden dürfen, ohne dafs dadurch Fehler begangen werden, welche aus den Grenzen der Beobachtungsfehler herausgehen, so wird:

$$A = \frac{1}{1 - e^{-\lambda}},\quad B = \frac{1}{1 + e^{-2\lambda}}$$

und, da folgerecht $e^{-(m-1)\lambda}$ und $e^{-(r-1)2\lambda} = 0$ zu setzen ist,

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_m = (-1)^{m-1}\,\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\cdot\frac{1}{1 - e^{-\lambda}}$$

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_r = \quad (-1)^r\,\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\cdot\frac{1}{1 + e^{-2\lambda}}.$$

Bezeichnen wir nun die zu $\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_m$ resp. $\left(\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right)_r$ gehörigen Amplituden, also diejenigen konstanten

Werte, denen sich die auf einander folgenden Amplituden bei dem Multiplikations- resp. dem Reflexionsverfahren stetig nähern, mit Φ_m resp. Φ_r, so wird:

$$\Phi_m = \frac{T}{\pi\sqrt{1+\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2}}\,\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\cdot\frac{1}{1-e^{-\lambda}}\cdot e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}}$$

$$\Phi_r = \frac{T}{\pi\sqrt{1+\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2}}\,\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\cdot\frac{1}{1+e^{-2\lambda}}\cdot e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}}.$$

Bei der zweiten Methode läfst sich noch eine andere konstante Amplitude beobachten, nämlich diejenige, welche die Nadel unmittelbar nach Φ_r erreicht, nachdem sie den Meridian ohne Induktionsimpuls passiert hat. Dieselbe wird durch die Gleichung bestimmt:

$$\Phi'_r = \Phi_r\cdot e^{-\lambda} = \frac{T}{\pi\sqrt{1+\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2}}\cdot\mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}}\cdot\frac{e^{-\lambda}}{1+e^{-2\lambda}}\;e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}}.$$

Wir sehen, dafs die konstanten Amplituden den Intensitäten der inducierten Ströme proportional sind. Beobachtet man dieselben daher einmal, wenn die horizontale, dann, wenn die vertikale Komponente des Erdmagnetismus der Inducent ist, so erhält man, mit Rücksicht auf unsere früheren Auseinandersetzungen:

$$\frac{\Phi_{(m,\,h)}}{\Phi_{(m,\,s)}} = \frac{\mathfrak{J}_h}{\mathfrak{J}_s} = \operatorname{tg} i \qquad \text{resp.}$$

$$\frac{\Phi_{(r,\,h)}}{\Phi_{(r,\,s)}} = \frac{\mathfrak{J}_h}{\mathfrak{J}_s} = \operatorname{tg} i. \qquad \text{Endlich können}$$

$\Phi_{(r,\,h)}$ und $\Phi_{(r,\,s)}$ auch durch $\Phi'_{(r,\,h)}$ resp. $\Phi'_{(r,\,s)}$ ersetzt werden.

Da nun jede der konstanten Amplituden beliebig oft gemessen, also mit gröfster Schärfe bestimmt werden kann, so können auch die aus ihnen abgeleiteten Werte der magnetischen Neigung auf denselben Grad der Genauigkeit Anspruch machen.

Fortlaufende Beobachtungen nach der Weber'schen Methode sind i. J. 1873 und 1874 durch die ungarische Centralanstalt für Meteorologie, dann durch Wild in St. Petersburg angestellt worden. Über die Resultate vergleiche man, so weit ich sie nicht schon angedeutet habe, meinen Bericht in den Fortschritten der Physik, Jahrg. XXXVI.

E. Hutt.

Werte, … Amplituden bei dem Multiplikations- resp. dem Reflexions-
verfahre… wird:

$$\ldots \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} \cdot \frac{1}{1 - e^{-\lambda}} \cdot e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}}$$

$$\ldots \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} \cdot \frac{1}{1 + e^{-2\lambda}} \cdot e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}}.$$

…ch eine andere konstante Amplitude beobachten, nämlich
diejenige … Φ_r erreicht, nachdem sie den Meridian ohne Induktions-
impuls … Gleichung bestimmt:

$$\ldots\frac{\ldots}{\ldots\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2} \cdot \mathfrak{J}\,\frac{F(o)}{\mathfrak{M}} \cdot \frac{e^{-\lambda}}{1 + e^{-2\lambda}}\; e^{-\frac{\lambda}{\pi}\operatorname{arctg}\frac{\pi}{\lambda}}.$$

…uden den Intensitäten der inducierten Ströme proportional
sind. … , wenn die horizontale, dann, wenn die vertikale Kom-
ponente … so erhält man, mit Rücksicht auf unsere früheren Aus-
einander…

…g i resp.

…g i. Endlich können

…auch durch $\Phi'_{(r,\,h)}$ resp. $\Phi'_{(r,\,s)}$ ersetzt werden.

…den beliebig oft gemessen, also mit gröſster Schärfe be-
stimmt … ihnen abgeleiteten Werte der magnetischen Neigung auf
denselbe… …hen.

… Weber'schen Methode sind i. J. 1873 und 1874 durch
die ung… dann durch Wild in St. Petersburg angestellt worden.
Über di… …n sie nicht schon angedeutet habe, meinen Bericht in den
Fortschr…

E. Hutt.