

LEHRBUCH
DER
P H Y S I K

ZU EIGENEM STUDIUM UND ZUM
GEBRAUCHE BEI VORLESUNGEN

VON

EDUARD RIECKE,
O. Ö. PROFESSOR DER PHYSIK
AN DER UNIVERSITÄT GÖTTINGEN.

ZWEITER BAND.

MAGNETISMUS UND ELEKTRIZITÄT. WÄRME.

FÜNFTE, VERBESSERTE UND VERMEHRTE AUFLAGE.

MIT 333 FIGUREN IM TEXT.



LEIPZIG
VERLAG VON VEIT & COMP.

1912

Inhalt.

	Seite
Einleitung	1
§ 352. Imponderable Körper	1
§ 353. Fundamentalerscheinungen	2

Dritter Teil. Magnetismus und Elektrizität.

Erstes Buch. Magnetismus.

Erstes Kapitel. Fundamentalversuche und Magnetkraftlinien	4
§ 354. I. Fundamentalversuch. Natürliche Magnete	4
§ 355. II. Fundamentalversuch. Armierte Magnete	4
§ 356. Temporärer Magnetismus	5
§ 357. Magnetismus der Erde	5
§ 358. III. Fundamentalversuch. Magnetische Anziehung und Abstoßung	5
§ 359. Nord- und Süd-Polflächen	6
§ 360. Wechselwirkung der Polflächen	6
§ 361. Zusammenhang des ersten und zweiten Fundamentalversuches	7
§ 362. IV. Fundamentalversuch. Magnetismus des Stahls	7
§ 363. Form der Magnete	7
§ 364. Größe und Tragkraft der Magnete	8
§ 365. Magnetkraftlinien	8
§ 366. Kraftlinien eines Stabmagnets; Pole	9
§ 367. Kraftlinien eines Hufeisenmagnets; homogenes Magnetfeld	10
§ 368. Die Kraftlinien als dynamisches System	10
§ 369. Physische Natur der Kraftlinien	10
§ 370. Weiches Eisen im Magnetfelde	11
§ 371. Das Eisen als Leiter der Kraftlinien	11
§ 372. Eiserne Hohlkugel im homogenen Magnetfelde	12
§ 373. V. Fundamentalversuch; Elementarmagnete	13
Zweites Kapitel. Die Hypothese der magnetischen Fluida und die magnetischen Maßbestimmungen	14
§ 374. Die Hypothese des positiven und des negativen magnetischen Fluidums	14
§ 375. COULOMBS Gesetz der magnetischen Fernwirkung	15
§ 376. Absolutes Maß magnetischer Massen oder Mengen; Polstärke	15
§ 377. Bedeutung des COULOMBSchen Gesetzes	17
§ 378. Magnetische Achse	17
§ 379. Horizontalintensität des Erdmagnetismus, magnetisches Moment einer Nadel	18
§ 380. Schwingungsdauer einer Magnetnadel	21
§ 381. Prüfung des COULOMBSchen Gesetzes durch GAUSS	21
§ 382. Allgemeine Gesetze für die Fernwirkung eines Magnets	24
§ 383. Stabmagnetismus und Horizontalintensität in absolutem Maße	26
§ 384. Die magnetische Wage	27
Drittes Kapitel. Der Magnetismus der Erde	28
§ 385. Die Elemente des Erdmagnetismus	28
§ 386. Hypothese eines Zentralmagnets	31

	Seite
§ 387. Gauss' allgemeine Theorie des Erdmagnetismus	33
§ 388. Gesetz der Potentiallinien	33
§ 389. Gesetz der Äquivalenz	34
§ 390. Die Liniensumme der magnetischen Kraft	34
§ 391. Spezielle Ergebnisse. Magnetische Achse, magnetische Pole der Erde	36
§ 392. Das magnetische Moment der Erde	38
§ 393. Die Variationen des Erdmagnetismus	38
Viertes Kapitel. Rückblick auf die Theorie der magnetischen Wechselwirkung	43
§ 394. Kraftlinien und magnetische Fernwirkung	43
§ 395. Zahl der Magnetkraftlinien und Feldintensität	44
§ 396. Spannung und Druck in dem Systeme der Kraftlinien	46
Zweites Buch. Elektrostatik.	
Erstes Kapitel. Die fünf ersten Fundamentalversuche und die Theorie der elektrischen Fluida	
§ 397. I. Fundamentalversuch. GILBERT	47
§ 398. II. Fundamentalversuch. Konduktoren und Isolatoren	48
§ 399. III. Fundamentalversuch. Positiv und negativ elektrische Körper	50
400. Die elektrische Spannungsreihe	51
401. Goldblattelektroskop. Quadrantenelektroskop	51
402. IV. Fundamentalversuch. Influenzelektrizität	52
403. Erklärung des I. Fundamentalversuches	53
404. Ladung eines Elektroskopes durch Influenz	53
405. Theorie der beiden elektrischen Fluida	54
406. COULOMBS Gesetz. Die elektrische Drehwaage	54
407. Absolutes elektrostatisches und technisches Maß der Elektrizitätsmenge. Oberflächendichte	55
§ 408. V. Fundamentalversuch. Die elektrische Ladung nur an der Oberfläche der Konduktoren	57
409. Elektrische Kräfte im leeren Raume	58
410. Das FARADAYSche Gefäß	59
411. Gleichheit der beim Reiben erzeugten entgegengesetzten Elektrizitätsmengen	60
412. Das elektrische Potential	60
413. Das Potential einer elektrisch geladenen Konduktorkugel	62
414. Äquipotentialflächen	65
415. Potentialflächen und Kraftröhren des elektrischen Feldes	68
416. Kapazität eines Konduktors; Vergleichung verschiedener Potentiale	70
417. Die Grenzen des elektrischen Feldes	73
418. Die Endflächen der Kraftröhren Träger gleicher aber entgegengesetzter Elektrizitätsmengen	73
419. Elektrische Kraft und Dichte an Konduktorflächen	74
420. Das Potential der Erde als Nullpunkt des Potentiales	76
421. Elektrostatische Energie	77
422. Maße und Dimensionen	78
423. Elektrostatische Voltmeter	80
424. Fernwirkung und Kraftlinien	81
Zweites Kapitel. Elektrisiermaschinen und Kondensatoren	82
§ 425. Der Elektrophor	82
§ 426. Die Spitzenwirkung	84
§ 427. Die Reibungselektisiermaschine	86
§ 428. Potential oder Spannung des Maschinenkonduktors	88
§ 429. Die elektromotorische Kraft der Maschine	89
§ 430. Elektrischer Wind und elektrisches Flugrad	90
§ 431. Die Spitze als Mittel zur Untersuchung eines elektrischen Feldes	91
§ 432. Die Atmosphäre als elektrisches Feld	92
§ 433. Der elektrostatische Multiplikator	93
§ 434. Wasserstrahlinfluenzmaschine und Wasserstrahlkollektor	96

	Seite
435. Die Influenzmaschine	97
436. Die Konduktoren der Elektrisiermaschinen und die Zerstreung der Elektrizität	99
437. Der Kondensator	100
438. Der Auslader	102
439. Die FRANKLINsche Tafel	102
440. Die Leidener Flasche	103
441. Die Leidener Batterie	103
442. Prinzip der indirekten Ladung	103
443. Elektrostatische Hochspannungsbatterien	104
444. Die Maßflasche	104
445. Der Kuglkondensator	105
Drittes Kapitel. Die diëlektrischen Wirkungen	106
446. Elektrostatistischer Rückstand	106
447. Die Kapazität eines Kondensators abhängig vom Isolator	106
448. Die diëlektrische Konstante	107
449. VI. Fundamentalversuch. Influenzelektrizität der Isolatoren	108
450. Theorie der Diëlektrizität	109
451. Wirkung im Inneren eines diëlektrischen Körpers	110
452. Das spezifische elektrische Moment	111
453. Diëlektrische Erregung bei Körpern von verschiedener Form. Elektrisierungskonstante	111
454. Wahre und freie Ladung an der Oberfläche eines Konduktors	113
455. Diëlektrische Konstante und Elektrisierungskonstante	113
456. Elektrische Kräfte im diëlektrischen Mittel	114
457. FARADAYS Theorie der elektrostatischen Kräfte in der Fassung MAXWELLS	116
458. Die diëlektrische Konstante des Äthers gleich Eins; diëlektrische Konstante der Luft. Ladungsgesetz der Diëlektrika	117
459. Molekulartheorie der diëlektrischen Wirkungen	120
Viertes Kapitel. Die Erscheinungen der elektrischen Entladung	121
430. Entladung durch einen metallischen Schließungskreis	121
431. Dauer der elektrischen Entladung	123
432. Elektrische Oszillationen	124
463. Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Spannung bei der elektrischen Entladung	125
464. Entladung durch einen Isolator. Elektrostriktion	125
465. Die LICHTENBERGsehen Figuren	127
466. Der LULLINsche Versuch	127
467. Lichtwirkungen der Entladungen. Der elektrische Funke	127
468. Der Blitz	131
469. Büschel- und Glimmlicht	131
470. Lichterscheinungen im luftverdünnten Raume	132
471. Chemische Wirkungen der elektrischen Entladungen	133
Fünftes Kapitel. Der Voltaische Fundamentalversuch	135
472. Berührungselektrizität von Metallen und Flüssigkeiten	135
473. Potentialdifferenz und elektromotorische Kraft	137
474. GALVANI und VOLTA	139
475. Theorie der Kondensatorversuche	140
476. Gesetz der VOLTAsehen Spannungsreihe	142
477. Das galvanische Element und die galvanische Batterie	143
478. Die ZAMBONISche Säule	144
479. Heterostatische Elektrometer; Messung von Potentialen	144
Sechstes Kapitel. Pyroelektrizität und Piezoelektrizität	147
480. Pyroelektrizität des Turmalins	147
481. Permanente Elektrizität des Turmalins	148
482. Piezoelektrizität des Turmalins	149
483. Theorie der elektrischen Eigenschaften des Turmalins	150

	Seite
§ 484. Piezoelektrische Moduln und pyroelektrische Konstanten des Turmalins	152
§ 485. Die elektrische Erregbarkeit eine Eigenschaft aller hemimorphen Kristalle	154
§ 486. Allgemeine Theorie der elektrostatischen Erscheinungen an Kristallen	155

Drittes Buch. Elektromagnetismus.

Erstes Kapitel. Wechselwirkung zwischen Strömen und Magneten	157
§ 487. Der Fundamentalversuch von ÖRSTED 1820	157
§ 488. Die galvanischen Elemente	160
§ 489. Die AMPÈRESche Regel	163
§ 490. Kraftlinien des galvanischen Stromes	165
§ 491. Die Tangentenbussole	166
§ 492. Elektrostatisches und elektromagnetisches Maß der Stromstärke	169
§ 493. Bestimmung der Konstante c, des Verhältnisses der elektrostatischen und der elektromagnetischen Stromstärke	171
§ 494. Das technische Maß der Stromstärke	173
§ 495. Äquivalenz zwischen galvanischer Spirale und Magnet	173
§ 496. Das BIOT-SAVARTSche Gesetz	175
§ 497. Die Bifilarrolle. Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion	176
§ 498. Die magnetischen Doppelflächen	178
§ 499. Magnetfeld im Innern einer galvanischen Spirale	181
§ 500. Die Liniensumme der elektromagnetischen Kraft	182
§ 501. Die Feldgleichungen zwischen den Komponenten der galvanischen Strömung und den Komponenten der elektromagnetischen Kraft	184
Zweites Kapitel. Der induzierte Magnetismus	187
§ 502. Elektromagnete	187
§ 503. Der induzierte Magnetismus	188
§ 504. Magnetische Permeabilität und magnetische Induktion	192
§ 505. Brechung der Kraftlinien	194
§ 506. Kraftlinien und Induktionslinien	195
§ 507. Magnetisierungsarbeit	196
§ 508. Magnetische Hysteresis	198
§ 509. Der elektromagnetische Telegraph	199
Drittes Kapitel. Elektromagnetische Rotationsapparate	203
§ 510. Elektromagnetische Maschinen	203
§ 511. Die elektromagnetischen Rotationen	204
§ 512. Das BARLOWSche Rad und FARADAYS rotierender Magnet	206
§ 513. Theorie der magnetischen Fluida und der physischen Kraftlinien	207

Viertes Buch. Paramagnetismus und Diamagnetismus.

§ 514. FARADAYS Fundamentalversuche	212
§ 515. Die diamagnetische Abstoßung	214
§ 516. Paramagnetische und diamagnetische Körper im Magnetfelde	214
§ 517. Quantitative Bestimmung der diamagnetischen Induktion bei Wismut	216
§ 518. Kristallmagnetismus	217
§ 519. Magnetismus von Kobalt und Nickel	217
§ 520. Magnetismus von Legierungen	218
§ 521. Magnetische Eigenschaften von Flüssigkeiten und Gasen	218
§ 522. Das ARCHIMEDISCHE Prinzip im Magnetfelde	219
§ 523. Zur Theorie des Diamagnetismus	221
§ 524. Physische Kraftlinien und Einfluß des Zwischenmediums auf magnetische und elektromagnetische Wirkungen	222
§ 525. Bestimmung der Magnetisierungskonstanten bei Flüssigkeiten	223
§ 526. Resultate der Beobachtung	225

Fünftes Buch. Magnetelektrizität und Magnetinduktion.

527.	Fundamentalversuche	226
528.	Die Regel von LENZ	228
529.	Galvanometerdämpfung	229
530.	Der Integralstrom	229
531.	Magnetinduktion und Kraftlinien	230
532.	Der Erdinduktor	231
533.	Zahl und Richtung der Kraftlinien und Richtung des induzierten Stromes	233
534.	Strom und elektromotorische Kraft; das OHMSche Gesetz	235
535.	Elementargesetz der elektromotorischen Kraft	236
536.	Experimentelle Prüfung des Elementargesetzes	239
537.	Elektromotorische Kraft in einem geschlossenen Kreise	240
538.	Maßeinheit der elektromotorischen Kraft	241
539.	Magnetelektrische Rotationserscheinungen; der Rotationsinduktor	242
540.	Mechanische Arbeit und Induktion	244
541.	Beziehung zum Prinzip von der Erhaltung der Energie	245
542.	Beziehung zwischen der elektromagnetischen und der elektrostatischen Einheit der elektromotorischen Kraft	246
543.	Induktion in körperlichen Leitern	249
544.	Stromkreis und Magnetpol	251
545.	Das magnetische Potential eines Kreisstromes	252
546.	Induktion durch Magnetisierung eines Eisenringes	254
547.	Der Telegraph von GAUSS und WEBER	255
548.	Das Telephon	257

Sechstes Buch. Galvanismus.

549.	Das OHMSche Gesetz	258
550.	Widerstand hintereinander geschalteter Drähte	259
551.	Maßeinheiten des galvanischen Widerstandes	260
552.	Leitvermögen	262
553.	Spezifischer Widerstand und spezifisches Leitvermögen	262
554.	Das OHMSche Gesetz und die galvanischen Elemente	264
555.	Die KIRCHHOFFSchen Gesetze	265
556.	Die WHEATSTONESche Brücke	268
557.	Strömung in leitenden Flächen	269
558.	Das HALLSche Phänomen	271
559.	Das Gesetz von JOULE	275
560.	Elektrische Glühlampen und Bogenlampen	276
561.	Einfluß der Temperatur auf den galvanischen Widerstand	278
562.	Mikrophon	279
563.	Akustische und optische Eigenschaften des Lichtbogens	280
564.	Magnetomotorische Kraft und magnetischer Widerstand. Der magnetische Kreis	281

Siebentes Buch. Elektrodynamik.

Erstes Kapitel. Die ponderomotorischen Wirkungen	285
565. AMPÈRES Fundamentalversuch	285
566. Wechselwirkung von galvanischen Spiralen	287
567. Das Dynamometer und die Messung der Wechselströme	290
568. Das Gesetz von AMPÈRE	293
569. Das Gesetz von WEBER	294
Zweites Kapitel. Die elektromotorischen Wirkungen	295
570. Voltainduktion	295
571. Die Selbstinduktion	297
572. Der Transformator	299
573. RUHKORFFS Induktor	302
574. Die FOUCAULTSchen Ströme	304

	Seite
§ 575. Der Koeffizient der Selbstinduktion	305
§ 576. Scheinbarer Widerstand und Phasenverschiebung bei Wechselströmen	306
§ 577. Transformation von Wechselströmen	311
§ 578. Die Versuche von ELIHU THOMSON	316
§ 579. Der Oszillograph	317
§ 580. Allgemeines Gesetz der Voltainduktion	319
§ 581. Die Induktion eine Wirkung des Zwischenmediums	324
§ 582. Die Feldgleichungen zwischen den Komponenten der magnetischen und den Komponenten der elektrischen Kraft; Liniensumme der elektrischen Kraft	325
§ 583. AMPÈRES Theorie des Magnetismus. Beziehung zwischen elektrischer und magnetischer Kraft	327
Achtes Buch. Erscheinungen der elektrischen Entladung und Leitung in Gasen. Radioaktivität.	
Erstes Kapitel. Entladung in verdünnten Gasen; Theorie der Elektronen 333	
§ 584. Einleitende Bemerkungen	333
§ 585. Erscheinungen in GEISSLERSchen Röhren	334
§ 586. Die Charakteristik einer GEISSLERSchen Röhre	336
§ 587. Abhängigkeit der Elektrodenspannung vom Drucke	339
§ 588. Der Spannungsabfall im Innern der GEISSLERSchen Röhre	340
§ 589. Der Potentialfall an der Kathode	343
§ 590. Wirkung des Magnetismus auf die Entladung	346
§ 591. Kathodenstrahlen	347
§ 592. Elektrische und magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen. Theorie der Elektronen	350
§ 593. Geschwindigkeit u. spezifische elektrostatische Ladung d. Elektronen	355
§ 594. Kanalstrahlen	357
§ 595. Neutralisation und Dissoziation in Kanalstrahlen; Lichtemission	363
§ 596. Oxydkathoden und Salzanoden	368
§ 597. Röntgenstrahlen	370
§ 598. Becquerelstrahlen	376
§ 599. Geschwindigkeit und spezifische Ladung der β -Strahlen des Radiums	377
§ 600. Mechanische und elektromagnetische Masse der Elektronen	378
Zweites Kapitel. Leitung in dichten Gasen. Theorie der Ionen 384	
§ 601. Spitzenentladung	386
§ 602. Der galvanische Lichtbogen	386
§ 603. Leitung der Flammen	387
§ 604. Die Beweglichkeit der Ionen	389
§ 605. Ionisierung der Gase	393
§ 606. Wiedervereinigung der Ionen	400
§ 607. Ionentheorie der Spitzenentladung	401
§ 608. Numerische Werte der absoluten Beweglichkeiten bei Gasionen	402
§ 609. Diffusion der Ionen	403
§ 610. Größe der Ionenladung	407
§ 611. Bestimmung der Ionenladung e aus der Nebelbildung in ionisierter Luft	409
* § 612. Das elektrische Elementarquantum	416
* § 613. Elektrizitätszerstreuung und Ionisierung der Luft	416
* § 614. Die verschiedenen Arten der Ionisierung	417
* § 615. Die Versuchsanordnung von TESLA	419
Drittes Kapitel. Radioaktivität 423	
* § 616. Die Entdeckung der Radioaktivität	423
* § 617. Andere radioaktive Elemente	427
* § 618. Die Strahlen radioaktiver Substanzen	427
* § 619. Thorium und Thorium-X	429
* § 620. Die Zerfallstheorie der radioaktiven Erscheinungen	430

		Seite
* § 621.	Die Umwandlung von Thorium-X. Emanation und radioaktiver Niederschlag	438
* § 622.	Die Zerfallsstufen der radioaktiven Elemente	442
§ 623.	Zählung der von Radium ausgesandten α -Ionen	445
§ 624.	Die chemische Natur der α -Ionen	448
§ 625.	Volumverhältnisse der Radiumemanation	449
§ 626.	Die mittlere Lebensdauer der Radiumatome	450
§ 627.	Die Eigenschaften der α -Strahlen	451
§ 628.	Energetische Eigenschaften des Radiums	460
§ 629.	Die innere Energie des Radiums	463
§ 630.	Die SCHWEIDLERSchen Schwankungen	463

Neuntes Buch. Dynamoelektrische Maschinen.

Erstes Kapitel. Die stromerzeugenden Maschinen		469
§ 631.	Allgemeine Prinzipien der Konstruktion. Wechselstrom und Gleichstrom	469
§ 632.	Die dynamoelektrische Maschine von GRAMME	472
§ 633.	Hauptschluß, Nebenschluß und COMPOUND-Maschine	475
§ 634.	Klemmenspannung und elektrisches Güteverhältnis	475
§ 635.	Die Charakteristik einer Dynamomaschine	476
§ 636.	Trommelarmatur und Flachring	478
Zweites Kapitel. Elektrische Übertragung der Kraft		479
§ 637.	Elektrische Übertragung der Kraft durch Gleichströme	479
§ 638.	Kraftübertragung durch Wechselströme	481
§ 639.	Phasenströme	482
§ 640.	Das phonische Rad	486

Zehntes Buch. Elektrooptik.

Erstes Kapitel. Die elektromagnetische Theorie des Lichtes und die elektromagnetischen Wellen		489
§ 641.	MAXWELLS elektromagnetische Theorie des Lichtes	489
§ 642.	Die Grundgleichungen der MAXWELL-HERTZschen Theorie	492
§ 643.	HERTZsche Schwingungen	496
§ 644.	Der Resonator	497
§ 645.	Reflexion elektromagnetischer Wellen	498
§ 646.	Strahlen elektrischer Kraft	500
§ 647.	Reflexion elektrischer Wellen an dielektrischen Körpern	501
§ 648.	Reflexion von elektrischen Wellen und von Lichtwellen durch resonierende Systeme	503
§ 649.	Wirkung der Drahtgitter auf elektrische Strahlen und auf Lichtstrahlen	504
§ 650.	Elektrische Wellen in Drähten	506
§ 651.	Direkte Messung der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. Geschwindigkeit der Röntgenstrahlen	507
§ 652.	Die SEIBTSchen Spiralen	512
§ 653.	Der Kohärer	513
§ 654.	Der elektrolytische Detektor. Gleichrichter	514
§ 655.	Drahtlose Telegraphie	514
§ 656.	Hochfrequente Wechselströme	515
§ 657.	Das Feld bewegter Elektronen	519
Zweites Kapitel. Die magnetische Drehung der Polarisationssebene		524
§ 658.	Der Fundamentalversuch	524
§ 659.	Die magnetooptische Konstante	526
§ 660.	Magnetooptische Funktion und Magnetisierungsfunktion	527
Drittes Kapitel. Emission und Absorption des Lichtes im Magnetfelde		528
§ 661.	Der ZEEMAN-Effekt im Emissionsspektrum	528
§ 662.	Elementare Theorie des ZEEMAN-Effektes	531
§ 663.	Der ZEEMAN-Effekt im Absorptionsspektrum	537

	Seite
Viertes Kapitel. Weitere Beziehungen zwischen Licht und Elektrizität	541
664. Photoelektrische Entladung	541
665. Beziehung zu der Elektronentheorie	543
666. Doppelbrechung im elektrischen Felde	544
Elftes Buch. Thermoelektrizität.	
667. Der Fundamentalversuch	546
668. Das Gesetz der VOLTaschen Spannungsreihe	546
669. Thermoelektrische Spannungsreihe	547
670. Gesetz der thermoelektrischen Kräfte	547
671. Der PELTIER-Effekt	550
672. Zur Theorie des PELTIER-Effektes	552
673. Der THOMSON-Effekt	553
674. Thermomagnetische und galvanomagnetische Wirkungen	555
Zwölftes Buch. Elektrochemie.	
Erstes Kapitel. Elektrolyse	559
675. Die FARADAYSchen Gesetze	559
676. Die elektrische Valenz der Ionen	560
677. Das elektrochemische Äquivalent	562
678. Die elektrolytische Dissoziation	562
679. Theorie der Elektrolyse	563
680. Die Wanderung der Ionen	567
681. Die absolute Beweglichkeit der Ionen	568
682. Das Äquivalentleitvermögen und die elektrolytischen Beweglichkeiten der Ionen	570
683. Die Ladung elektrolytischer Ionen	571
684. Der Grad der elektrolytischen Dissoziation	572
Zweites Kapitel. Polarisation und elektromotorische Kraft	574
685. Galvanische Polarisation	574
686. Polarisation an Quecksilberoberflächen, Kapillarelektrometer	575
687. Die Gaselemente	577
688. Der Akkumulator	577
689. Umkehrbare Elemente	578
690. Elektromotorische Kraft und chemischer Umsatz	579
691. Konzentrationsketten. Zersetzungsspannung elektrolytischer Lösungen	580

Vierter Teil. Wärme.

Erstes Buch. Temperatur und Ausdehnung.

Erstes Kapitel. Thermometrie	586
692. Temperatur	586
693. Thermometrie	586
694. Das Quecksilberthermometer	588
695. Das Luftthermometer	590
Zweites Kapitel. Wärmeausdehnung	592
696. Wärmeausdehnung fester Körper	592
697. Volumenausdehnung fester Körper	595
698. Volumenausdehnung des Quecksilbers	595
699. Ausdehnung des Wassers	597
700. Ausdehnungskoeffizient der Gase	597
701. Die Zustandsgleichung der Gase	598
702. Die Gasdichte	600
703. Das Gesetz von AVOGADRO	601
704. Das DALTONSche Gesetz	602

	Seite
749. Absolute und relative Feuchtigkeit	675
750. Bestimmung der Dampfdichte	676
Drittes Kapitel. Die Umwandlung der Phasen und das thermodynamische Potential	
751. Die Übergangskurven des Wassers	677
752. Die Sublimation	678
753. Der dreifache Punkt des Wassers	679
754. Das thermodynamische Potential	680
755. Gleichgewicht heterogener Systeme. Phasenregel	684
756. Gleichgewicht im homogenen Systeme. Dissoziation	688
757. Dissoziationswärme	691
758. Wärmetönung chemischer Prozesse	694
759. Gefrierpunktniedrigung, Siedepunkterhöhung	698
760. Volumenverhältnisse bei Zustandsänderungen; Kurven konstanten Druckes	701
761. Die Verdampfungswärme und die Energie des Dampfes	703
762. Kurven konstanter Dampfmenge	708
763. Nebelbildung	709
764. Der kritische Punkt	709
765. Der kritische Punkt und die Zustandsgleichung von VAN DER WAALS	712
766. Die Spannkraftskurve	714
767. Die labilen Zustände	715
768. Die reduzierte Zustandsgleichung	716
769. Die Kondensation der Gase	717
770. Die Kältemaschine von LINDE	719
771. Kritische Daten	721
 Fünftes Buch. Wärmeleitung und Wärmestrahlung.	
Erstes Kapitel. Wärmeleitung	
772. Mitteilung der Wärme	723
773. Wärmeleitung	723
774. Beziehung zwischen den Leitfähigkeiten der Metalle für Wärme und für Elektrizität	725
775. Temperaturleitvermögen	727
776. Temperaturverteilung im Innern der Erde	729
Zweites Kapitel. Wärmestrahlung	
777. Wärmestrahlung. Thermosäule und Bolometer	731
778. Wärmestrahlen und Lichtstrahlen	732
779. Das Wärmespektrum der Sonne	733
780. Die Solarkonstante	735
781. Der Druck der Sonnenstrahlen	735
782. Das Radiometer	738
783. Prevosts Theorie des Wärmeaustausches	738
784. Abhängigkeit der Strahlung von der Temperatur	739
785. Die Temperatur der Sonne	741
786. Das NEWTONSche Abkühlungsgesetz	741
787. Der KIRCHHOFFSche Satz von dem Verhältnisse des Emissions- und des Absorptionsvermögens	742
788. Die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers	745
789. Die Absorption und Emission der Metalle	751
790. Lumineszenz	757
791. Über die Dimensionen der in der Wärmelehre auftretenden Größen	758
Sachregister	760
Tabellen	774

Einleitung.

§ 352. **Imponderable Körper.** Es kann darüber kein Zweifel bestehen, daß die Gültigkeit physikalischer Gesetze lediglich auf der Beobachtung beruht; zwar sind nicht alle diese Gesetze unmittelbar auf dem Wege der Beobachtung gewonnen, nicht wenige davon sind ein Ergebnis physikalischer Theorien, die einen zweiten, von einer schon gemachten Beobachtung unabhängigen Weg zur Aufstellung physikalischer Gesetze bieten. Aber was wir so finden, erlangt Gültigkeit doch nur dadurch, daß die Ergebnisse der Theorie der nachträglichen experimentellen Prüfung unterworfen, daß sie durch Beobachtungen bestätigt werden. Diese ihrerseits gründen sich auf sinnliche Empfindungen, auf Eindrücke, welche von außen her auf Ohr und Auge ausgeübt werden. Es wird daher schon durch ein praktisches Interesse gefordert, daß die Physik über die Art und Weise, wie Schall und Licht auf unsere Organe von den entfernten tönenden oder leuchtenden Körpern her wirken, Aufschluß zu erlangen, daß sie die Gesetze, auf welchen die Ausbreitung von Schall und Licht beruht, zu ermitteln sucht. Dabei tritt nun auf dem Gebiete der Lichtwirkungen etwas Neues in den Kreis der physikalischen Vorstellungen ein; die theoretischen Untersuchungen der Optik gipfeln in dem Resultate, daß außer den Körpern, welche wir unmittelbar wahrnehmen und fühlen, noch ein Medium existieren muß, der Äther, welches den ganzen Weltraum erfüllt und alle sichtbaren Körper durchdringt. Wenn man annimmt, daß der Äther elektrisch und magnetisch polarisierbar ist, so können sich in ihm transversale elektrische und magnetische Wellen ausbreiten; diese sind es dann, welche wir als Licht empfinden. Die uns umgebenden Körper, von deren Existenz wir durch unsere Sinne ein unmittelbares Zeugnis erhalten, mit deren allgemeinen physikalischen Eigenschaften der mechanische Teil der Physik sich beschäftigt, werden beherrscht von dem Gesetze der NEWTONSchen Gravitation, und wir bezeichnen sie daher als ponderable Körper. Man hat angenommen, daß der Äther dieser Wirkung nicht unterworfen sei, und nennt ihn daher imponderabel.

Nun sind seit langer Zeit Erscheinungen bekannt, welche mit diesen Ergebnissen der Optik in einem gewissen Zusammenhange stehen; die

Erscheinungen des Magnetismus, der Elektrizität und der Wärme. Bei allen hat sich gezeigt, daß selbst die vollkommenste Beherrschung der Gesetze, welche für die mechanischen Eigenschaften der ponderablen Körper gelten, zu ihrer Erklärung nicht hinreicht; bei allen hat man daher frühzeitig seine Zuflucht zu der Annahme von imponderablen Körpern genommen, auf deren Bewegung jene Erscheinungen beruhen sollten. So zerfiel die Physik in eine Physik der ponderablen Körper und eine Physik der Imponderabilien, des Äthers, der magnetischen, der elektrischen Fluida, des Kalorikums. Es leuchtet ein, daß ein solches Verfahren, bei dem für jede neue Gruppe von Erscheinungen ein neues Prinzip aufgestellt, ein neues Agens zu Hilfe gerufen wurde, wenig geeignet war, den Zusammenhang der Erscheinungen hervortreten zu lassen; seine Unvollkommenheit mußte um so fühlbarer werden, je zahlreichere Beziehungen zwischen den verschiedenen Gebieten entdeckt wurden. Mehr und mehr mußte sich die Frage erheben, ob nicht ein System von Vorstellungen möglich ist, von dem aus die ganze Summe der Erscheinungen in einheitlicher Weise dargestellt werden kann.

Wir haben damit den Kreis der Untersuchungen angedeutet, mit welchen wir uns in diesem Bande zu befassen haben. Es handelt sich einmal um die Darstellung und Betrachtung der Erscheinungen selbst, dann aber um die Entwicklung von Vorstellungen, mit Hilfe deren eine einheitliche Erklärung möglich wird; dabei wird sich ergeben, daß zwar die Annahme von der Existenz eines imponderablen Mediums nicht zu umgehen ist, daß aber die Annahme eines einzigen zur Erklärung der Erscheinungen ausreicht, welche man der Existenz von ebensoviel verschiedenen Imponderabilien zugeschrieben hatte.

§ 353. Fundamentalerscheinungen. Ehe wir zu dem Gegenstande unserer Untersuchung selbst übergehen, möge noch eine Bemerkung über ihren allgemeinen Charakter hinzugefügt werden. Die Physik begann mit der Untersuchung der Erscheinungen und Eigenschaften der ponderablen Körper, Erscheinungen, die wir täglich wahrnehmen, Eigenschaften, mit denen wir bei jeder praktischen Betätigung zu rechnen haben. Dabei war ihre Aufgabe, aus der Fülle komplizierter und verwirrender Vorgänge Einfaches zu isolieren, um so Schritt für Schritt zu den Gesetzen zu gelangen, mit Hilfe deren wir auch Erscheinungen zu beherrschen vermögen, in denen die mannigfachsten Wirkungen sich durchkreuzen. Ähnlich lagen die Verhältnisse auf dem Gebiete des Lichtes, wo den äußeren Vorgängen ein empfindliches Organ entgegenkommt, welches in jedem Augenblicke die größte Mannigfaltigkeit von Eindrücken uns zuführt. Anders stellen sich uns die Gebiete der Elektrizität, des Magnetismus und, wenigstens zu einem großen Teile, das der Wärme dar. Zwar ist auch hier die Zahl der bekannten Erscheinungen eine ungemein große, aber sie sind zum größten Teile das eigenste Werk der Wissenschaft. Gehen wir zurück in der Geschichte ihrer Entwicklung, so finden wir, daß sie in planmäßiger Arbeit ge-

funden sind auf Grund von wenigen unscheinbaren Tatsachen, welche das Dasein eines neuen Gebietes von ungeheurer Ausdehnung und vielfachster Bedeutung kaum ahnen ließen. Von den Erscheinungen der Elektrizität kannte noch das 17. Jahrhundert im Grunde genommen nur zwei, und erst das Ende des 18., die erste Hälfte und die letzten Jahrzehnte des 19. brachten eine überraschende Menge neuer Entdeckungen, von den eine große Zahl dem Genie eines einzigen Mannes, FARADAYS, zu verdanken ist; dabei handelte es sich aber immer um Dinge, welche in keiner Weise dem Auge sich aufdrängten, sondern um schwache und unbedeutende Wirkungen, welche meist mühsam gesucht und gefunden wurden. Wir werden solche Erscheinungen, durch welche ein neues Gebiet der physikalischen Forschung eröffnet, neue Vorstellungen über die Kräfte der Natur begründet werden, als Fundamentalerscheinungen bezeichnen.

DRITTER TEIL.
MAGNETISMUS UND ELEKTRIZITÄT.

ERSTES BUCH.
MAGNETISMUS.

Erstes Kapitel. Fundamentalversuche und Magnetkraftlinien.

§ 354. I. Fundamentalversuch. **Natürliche Magnete.** Schon den Alten war bekannt, daß gewisse Steine, Magnete, Magneteisensteine, die Eigenschaft haben, weiches Eisen anzuziehen und von ihm angezogen zu werden. Drehen wir einen solchen Stein in Eisenfeilspänen um, so beobachten wir, daß diese vorzugsweise an zwei entgegengesetzten Endflächen des Steines haften bleiben, welche wir seine Polflächen nennen; dieselben werden getrennt durch eine von anhaftenden Feilspänen ganz freie Zone, die indifferente oder neutrale Zone.

§ 355. II. Fundamentalversuch. **Armierte Magnete.** Legen wir an eine Polfläche eines natürlichen Magnets ein Stück weichen Eisens, so

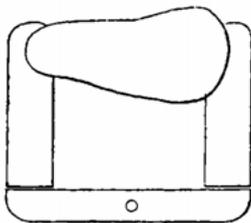


Fig. 441.

erlangt dieses an dem abgewandten Ende selbst die Eigenschaft, weiches Eisen anzuziehen. Wir benützen diese Beobachtung zu der Herstellung der sogenannten armierten Magnete. An die beiden Polflächen eines natürlichen Magnets (Fig. 441) werden einander parallel zwei Stäbe von weichem Eisen angelegt, so daß ihre in neue Polflächen verwandelten Enden in einer zu ihrer Länge senkrechten Ebene liegen. Wir können dann die von ihnen ausgehenden Anziehungskräfte zugleich benützen, indem wir einen Anker aus weichem Eisen von solcher Länge nehmen, daß er mit seinen Enden beide Polflächen

des armierten Magnets berührt. Der Anker wird dann mit beträchtlicher Kraft festgehalten und ist imstande, ziemlich erhebliche Gewichte zu tragen.

§ 356. **Temporärer Magnetismus.** Die im vorhergehenden geschilderte Beobachtung können wir erweitern, wenn wir einen kleinen Zylinder von weichem Eisen einer Polfläche eines natürlichen oder armierten Magnets nicht anlegen, sondern nur nähern. Wir finden, daß beide Enden des Zylinders weiches Eisen anziehen, daß also der Zylinder durch die bloße Annäherung in einen Magnet verwandelt worden ist. Aber zwischen seinem Magnetismus und dem eines natürlichen Magnets besteht eine wesentliche Verschiedenheit. Der Magnetismus des letzteren ist eine bleibende, nur durch ganz besondere Einwirkungen zu ändernde Eigenschaft, er ist ein permanenter oder beharrlicher Magnet. Unser Eisenzylinder ist magnetisch nur, solange er in der Nähe des natürlichen Magnets, oder, wie man sagt, in seinem magnetischen Felde sich befindet; er ist ein vergänglicher oder temporärer Magnet.

Bei der Ausführung des Versuches benützt man am besten einen armierten Magnet, da bei diesem über die Lage der Polflächen kein Zweifel sein kann. Man wird dann das Vorhergehende noch durch die folgende Beobachtung ergänzen. Der Magnetismus des Eisenzylinders, d. h. die Kraft, mit welcher er an seinen Enden Stückchen von weichem Eisen trägt, ist am größten, wenn seine Achse nach der Polfläche hin gerichtet ist. Dreht man den Zylinder, so nimmt der Magnetismus rasch ab, so daß er mit den angewandten Mitteln bald nicht mehr sicher zu erkennen ist.

§ 357. **Magnetismus der Erde.** Wir wenden die letzte Beobachtung endlich noch an auf die Erde. Da diese das Reservoir aller natürlichen Magnete ist, so scheint es von vornherein nicht unwahrscheinlich, daß sie selbst auch als Ganzes magnetische Eigenschaften besitzt. Nun zeigt sich, daß ein langer Stab von Eisen in der Tat in gewissen Lagen magnetisch wird, während sein Magnetismus in anderen Lagen verschwindet. Aus dieser Beobachtung schließen wir, daß die Erde selbst ein Magnet ist; die Stellung des Stabes, bei der er den stärksten Magnetismus annimmt, zeigt die Richtung, in welcher die eine der Erdpolflächen zu suchen ist. Sie bildet für Göttingen als Ort der Beobachtung gegen den Horizont einen Winkel von etwa 66° ; die vertikale Ebene, welche durch sie hindurchgeht, nennen wir die Ebene des magnetischen Meridians; seine Richtung weicht von der dem Nordpole zugehenden Richtung des astronomischen Meridians um einen Winkel von etwa 11° nach Westen ab.

§ 358. **III. Fundamentalversuch. Magnetische Anziehung und Abstoßung.** Nach den vorhergehenden Versuchen übt ein Magnet auf ein Stück weichen Eisens eine doppelte Wirkung aus; er verwandelt es in einen Magnet und er zieht es an. Nun liegt die Vermutung nahe, daß zwischen den beiden Wirkungen ein Zusammenhang besteht, so zwar,

daß wir die Anziehung als eine Folge der Magnetisierung betrachten können. Diese Vermutung wird bestätigt durch den dritten Fundamentalversuch, demzufolge aber nicht allein anziehende, sondern auch abstoßende Wirkungen zwischen verschiedenen magnetischen Polflächen existieren.

Wenn es sich darum handelt, Wechselwirkungen zwischen magnetischen Polflächen zu konstatieren, so wird man zweckmäßigerweise mit der Aufsuchung der Wirkungen beginnen, welche von der Erde herühren. Denn wir sind bei keiner Beobachtung in der Lage, den Erdmagnet auszuschließen; seine Wirkungen werden stets zu den übrigen hinzutreten und die Verhältnisse der Beobachtung verwickeln. Um nun die Wirkung der Erde auf einen unserer Magnete zu studieren, hängen wir diesen in seiner Mitte an einem vertikal herabhängenden Faden nach Art einer Drehwage an. Die Polflächen können sich dann in horizontalem Sinne mit großer Leichtigkeit drehen. Wir beobachten nun, daß eine die Polflächen verbindende Linie sich stets in die Ebene des magnetischen Meridians einstellt, so daß die eine der Polflächen nahezu nach Norden, die andere nach Süden weist. Der Faden, an welchem der Magnet aufgehängt ist, bleibt dabei vertikal. Diese Beobachtung kann nur erklärt werden durch die Annahme zweier Kräfte, welche beide der Ebene des magnetischen Meridians parallel sind und welche, einander parallel aber entgegengesetzt, die eine Polfläche ebenso stark nach Norden ziehen, wie die andere nach Süden. Man könnte also sagen, daß die im Norden liegende Polfläche der Erde die eine Polfläche des Magnets anziehe, die andere abstoße. Um diese Vermutung zu prüfen, werden wir nun die Wechselwirkungen verschiedener natürlicher oder armierter Magnete zu untersuchen haben.

§ 359. Nord- und Süd-Polflächen. Ehe wir hierzu übergehen, müssen wir aus dem zuvor beschriebenen Versuche noch eine weitere wichtige Konsequenz ziehen. Derselbe gibt Veranlassung zu einer Klassifikation der Polflächen der Magnete; wir bezeichnen die Polflächen, welche bei jenem Versuche nach Norden weisen, als Nordpolflächen, die anderen als Südpolflächen.

§ 360. Wechselwirkung der Polflächen. Wir setzen voraus, daß bei einer Reihe von natürlichen oder armierten Magneten der Charakter der Polflächen mit Hilfe des Drehversuches bestimmt sei. Um die zwischen ihnen bestehenden Wechselwirkungen zu untersuchen, hängen wir wieder einen der Magnete als Drehwage auf, so daß seine Polflächen sich in die Ebene des magnetischen Meridians stellen; nähern wir nun der Nordpolfläche die Nordpolfläche, oder der Südpolfläche die Südpolfläche eines anderen Magnets, so findet Abstoßung statt; nähern wir der Nordpolfläche eine Südpolfläche oder umgekehrt, so beobachten wir Anziehung. Wir erhalten somit die Beobachtungsregel: Gleichnamige Polflächen stoßen sich ab, ungleichnamige ziehen sich an.

§ 361. Zusammenhang des ersten und zweiten Fundamentalversuches. Mit Hilfe dieses Satzes läßt sich nun in der Tat leicht der Zusammenhang der beiden ersten Fundamentalversuche begründen. Es müssen zu diesem Behufe die zwei Bedingungen erfüllt sein: 1. daß bei der temporären Magnetisierung eines Eisenstückes das der Polfläche benachbarte Ende mit ihr ungleichnamig, das abgewandte Ende gleichnamig magnetisch sei; 2. daß die Anziehung der benachbarten Fläche größer sei, als die Abstoßung der entfernten. Die Richtigkeit des ersten Satzes kann leicht durch einen direkten Versuch bestätigt werden; der zweite wird seine weitere Begründung durch die später zu schildernden Maßbestimmungen der magnetischen Kräfte finden.

§ 362. IV. Fundamentalversuch. Magnetismus des Stahls. Wenn man einen Stahlstab in Berührung bringt mit einer magnetischen Polfläche, so erhält er ebenso wie ein Stück weichen Eisens am abgewandten Ende einen gleichnamigen, am zugewandten, berührenden Ende einen ungleichnamigen Pol. Aber während der so erzeugte Magnetismus des weichen Eisens ein temporärer ist, erweist sich der des Stahls als ein permanenter, d. h. die Polflächen bleiben, auch wenn der Stahlstab aus dem magnetischen Felde entfernt wird. Man beschreibt diese Tatsache, indem man sagt, daß der Stahl Koerzitivkraft für den Magnetismus besitze.

Stärkere Polarität als durch bloßes Anlegen erreicht man durch Streichen des Stabes mit den Polflächen eines armierten Magnets; hat man auf diesem Wege einen möglichst kräftigen Stahlmagnet hergestellt, so kann man diesen benützen, um andere Stäbe zu magnetisieren. Mehrere Magnetstäbe kann man mit gleichgerichteten Polflächen hinter-, neben- oder übereinandergelegt zu einem Bündel vereinigen, welches dann so wirkt, wie ein einziger größerer Stab, und wie ein solcher zu der Herstellung anderer Magnete durch Streichen benützt werden kann. Auf eine genauere Beschreibung des Verfahrens, nach welchem man auf diesem Wege zu einer kräftigen Magnetisierung auch größerer Stahlstäbe gelangt, können wir verzichten, um so mehr, als wir heutzutage in den elektromagnetischen Kräften ein viel wirksameres Mittel zur Erzeugung starker Magnete besitzen.

§ 363. Form der Magnete. Durch den vierten Fundamentalversuch hat sich den natürlichen und armierten Magneten eine dritte Art permanenter Magnete zugesellt, die Stahlmagnete. Diese besitzen den Vorzug, daß wir sie in großem Maßstabe anfertigen und daß wir ihnen jede beliebige Form geben können. In den Anfängen der magnetischen Forschung interessierte man sich vorzugsweise für die von Magneten ausgeübten Tragkräfte, man gab ihnen daher die Form eines Hufeisens, um so die Anziehung beider Polflächen auf den vorgelegten Anker nutzbar zu machen. Ein Hufeisenmagnet übt insbesondere in dem zwischen den Enden der beiden Schenkel liegenden Raume sehr starke magnetische Wirkungen aus, aber diese Wirkungen verschwinden schnell mit der

Entfernung von dem Magnet; es rührt dies daher, daß die Wirkungen der Nordpolfläche denen der Südpolfläche entgegengesetzt sind. Wollen wir also Magnete herstellen, welche möglichst weit in die Ferne wirken, so müssen wir ihnen eine Form geben, bei welcher die beiden Polflächen möglichst weit auseinander liegen, die Form eines geradlinigen Stabes. Wir benützen danach Hufeisenmagnete für starke Wirkungen in der Nähe, Stabmagnete für Fernwirkungen.

§ 364. Größe und Tragkraft der Magnete. Die Größe der Magnete beurteilt man im allgemeinen nach ihrem Gewichte; für die Stärke ergibt sich ein erster roher Maßstab in der Tragkraft, d. h. in dem Gewichte, welches ein der Polfläche eines Stabmagnets angelegter, oder die beiden Polflächen eines Hufeisenmagnets verbindender Anker von weichem Eisen zu tragen vermag. Bei geometrisch ähnlichen Magneten verhalten sich die Tragkräfte ungefähr wie die Inhalte der Polflächen.

§ 365. Magnetkraftlinien. Um über die von einem Magnete in seiner Umgebung, in seinem Felde, ausgeübten magnetischen Kräfte eine gewisse Übersicht zu bekommen, legen wir ihn auf eine horizontale Tischplatte und stellen an verschiedenen Punkten seiner Umgebung und möglichst in derselben horizontalen Ebene mit ihm eine Magnetnadel auf, welche mit einem in ihrer Mitte befestigten Achathütchen auf einer feinen stählernen Spitze ruht und in einer horizontalen Ebene vollkommen leicht drehbar ist. Die Nadel kommt nach einigen Oszillationen in einer bestimmten Stellung zur Ruhe. Betrachten wir die auf sie wirkenden Kräfte, wobei wir uns ihre Polflächen in zwei Punkten, dem Nord- und dem Südpole, konzentriert denken. Der Nordpol wird abgestoßen von der Nordpolfläche, angezogen von der Südpolfläche des Magnets; beide Kräfte vereinigen sich zu einer Resultante, welche wir die an der Stelle des Nordpols wirkende magnetische Kraft nennen; ebenso geben die auf den Südpol wirkenden Kräfte eine einzige Resultante. Richtung und Größe der magnetischen Kraft werden sich von Ort zu Ort ändern. Wir können aber die Dimensionen der Nadel so klein machen, daß jene Änderung für die Distanz ihrer Pole praktisch zu vernachlässigen ist, und dann gibt die Richtung der Nadel die Richtung der magnetischen Kraft ebenso an, wie eine um einen vertikalen Suspensionsfaden oder um eine Spitze horizontal drehbare Magnetnadel die Richtung des magnetischen Meridians. Solche kleine und leicht drehbare Magnetnadeln können wir uns nun auch dadurch verschaffen, daß wir Eisenfeilspäne in der Umgebung des Magnets frei herabfallen lassen. Diese sind ja nicht von Haus aus magnetisch, aber sie werden durch die Annäherung an den Magnet in kleine Magnetnadeln verwandelt und dann ebenso gerichtet wie diese. Fangen wir die Späne auf einem den Magnet überdeckenden Papierbogen auf, so ordnen sie sich auf diesem zu regelmäßigen Ketten an, welche die eine Polfläche des Magnets mit der anderen verbinden, den Magnetkraftlinien.

§ 366. **Kraftlinien eines Stabmagnets; Pole.** Wenn wir die Kraftlinien betrachten, die von einem geradlinigen Magnetstabe erzeugt werden, so wird es schwer sein, an ihrer Ursprungsstelle, da wo sie die Oberfläche des Magnets verlassen, ein einfaches Gesetz für ihre Bildung zu entdecken. Gehen wir aber etwas von der Oberfläche des Magnetes weg, so kommen wir zu der Überzeugung, daß ihre Richtungen hier nach zwei Punkten konvergieren, von denen der eine auf der Seite der

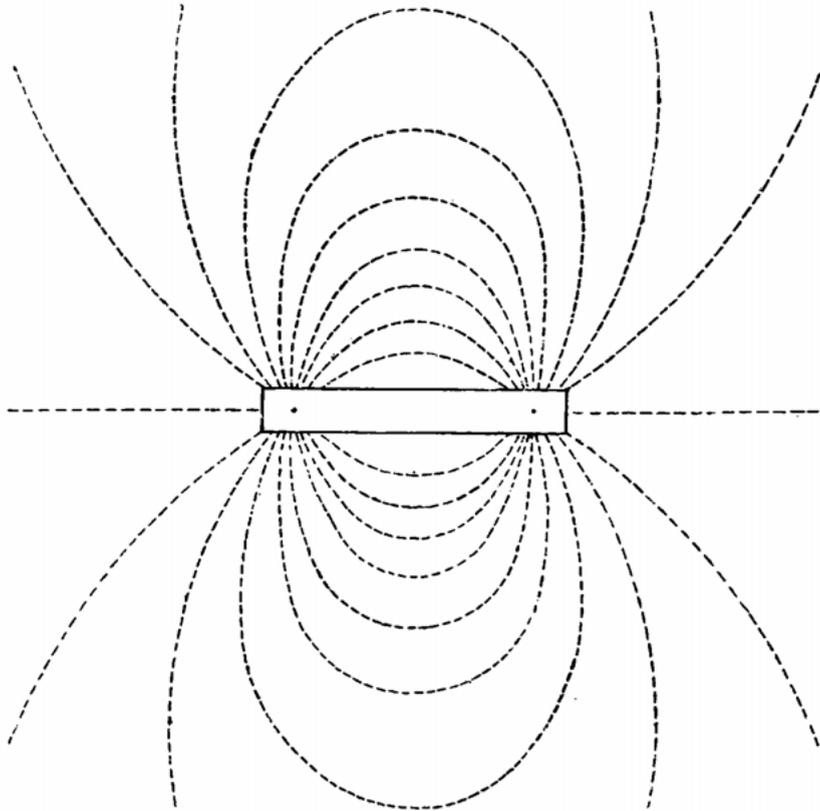


Fig. 442. Kraftlinien eines Stabmagnets.

Nordpol-, der andere auf der Seite der Südpolfläche im Innern des Magnets gelegen ist (Fig. 442). Wenigstens in einer gewissen Entfernung kann man sich danach die Wirkungen des Magnets von zwei Punkten an Stelle von zwei Flächen ausgehend denken, einem Nordpol an Stelle der Nordpol-, einem Südpol an Stelle der Südpolfläche; für die Behandlung der Fernwirkungen ist damit eine wesentliche Vereinfachung gewonnen.

§ 367. Kraftlinien eines Hufeisenmagnets; homogenes Magnetfeld.

In dem Raume zwischen den beiden Schenkeln eines Hufeisenmagnets in der Nähe der Pole verlaufen die Kraftlinien in paralleler Richtung. Jeden Raum, der von parallelen Kraftlinien erfüllt ist, bezeichnen wir als ein homogenes magnetisches Feld.

§ 368. Die Kraftlinien als dynamisches System. Wenn wir eine aus Eisenfeilspänen bestehende Kraftlinie in ihrem Verlaufe vom Nord- zum Südpole verfolgen, so bemerken wir, daß sie durch lauter kleine

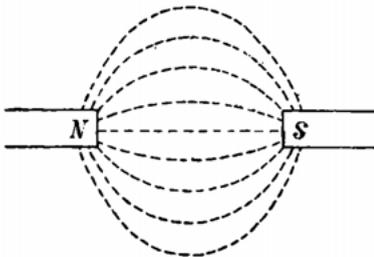


Fig. 443.

Magnete gebildet wird, von welchen je zwei aufeinander folgende die freundlichen Pole sich zukehren. Betrachten wir die Magnete als Glieder einer den Nord- und Südpol verbindenden Kette, so werden je zwei aufeinander folgende Glieder der Länge nach sich anziehen; die ganze Kette befindet sich daher in einem Zustande longitudinaler Spannung, sie hat die Tendenz, sich zu

verkürzen und die beiden Pole zueinander zu ziehen, wenn die Enden der Kette an den Polflächen haften. Nun verlaufen Kraftlinien nicht allein zwischen den Polen eines und desselben Magnets, sondern ebenso zwischen den Polen verschiedener, und in diesem Falle würde die Spannung der einen Nord- und einen Südpol verbindenden Kraftlinien (Fig. 443) einen wirklichen Bewegungsantrieb erzeugen können.

Gehen wir über zu der Betrachtung zweier benachbarter Kraftlinien. Zwei Magnetnadeln, welche parallel nebeneinander liegen, so daß die benachbarten Pole gleichnamig sind, stoßen sich ab; wir machen die Annahme, daß diese Bemerkung auch für zwei parallele Kraftlinien gelte, in welchen die einzelnen Magnete gleichgerichtet sind, und erhalten dann den Satz: Zwischen benachbarten Kraftlinien findet Abstoßung statt. Hiernach verhält sich das ganze System unserer Linien wie ein elastischer Körper, der in der Richtung der Kraftlinien eine Dehnung, in jeder dazu senkrechten Richtung eine Kompression erlitten hat, und welcher sich demzufolge in der ersteren Richtung zusammenzuziehen, in der letzteren auszudehnen sucht.

§ 369. Physische Natur der Kraftlinien. Von hier aus gelingt nun die Entwicklung einer ersten Vorstellung über die Natur der magnetischen Kräfte. Wir werden zu diesem Zwecke die Annahme machen, daß die physische Existenz der Kraftlinien nicht daran gebunden ist, daß wir sie mit Hilfe der Eisenfeilspäne uns direkt vors Auge führen. Wo immer Magnete sich befinden, strahlen Kraftlinien von den Polen aus, die einander freundlichen Pole verbindend. Im luftleeren Raume so gut wie in irgend einem anderen Mittel kann ein Äther verbreitet sein, welcher im magnetischen Felde genau in jenem Spannungszustande sich befindet,

wie wir ihn oben geschildert haben: Spannung längs der Kraftlinien, Pressung in der Richtung senkrecht zu ihnen. Die Wechselwirkungen magnetischer Polflächen würden dann die Folge dieser eigentümlichen elastischen Kräfte in dem die Magnete umgebenden Mittel sein. Daß auf diese Weise die Anziehung befreundeter Pole erklärt werden kann, ist nach dem früheren klar. Was die Abstoßung gleichnamiger Pole anbelangt, so würde diese das Resultat der senkrecht zu den Kraftlinien wirkenden Pressung sein. Legen wir nämlich zwei Magnetstäbe mit gleichnamigen Polen zusammen, den einen in die Verlängerung des anderen, so beobachten wir mit Hilfe des Feilspänersversuches, wie die von den Polflächen in den Raum zwischen den Magneten eindringenden Kraftlinien umbiegen und in gleichem Sinne, nach außen divergierend, weiter gehen (Fig. 444). Es entsteht hierdurch in der Tat eine Pressung in der Richtung der die Pole verbindenden Linie, welche sie auseinander zu treiben sucht.

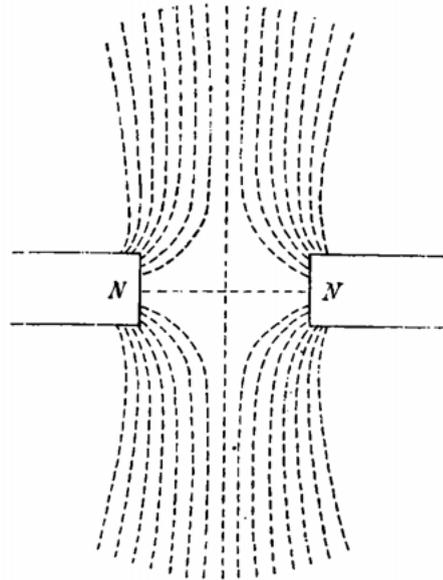


Fig. 444.

§ 370. **Weiches Eisen im Magnetfelde.** Wenn wir in das Feld eines permanenten Magneten einen Stab von weichem Eisen legen, so sehen wir, daß die Kraftlinien, welche zuvor von den Polen des Magneten aus sich in regelmäßiger Weise zerstreuten, nun nach den Enden des Eisenstabes konvergieren. Es entspricht dies der im zweiten Fundamentalversuche gefundenen Tatsache, daß die Enden des Eisenstabes im Magnetfelde in Polflächen sich verwandeln. Wiederum werden wir die Anziehung, welche der Eisenstab von dem Magnete erleidet, durch Spannung und Druck in dem Systeme der Kraftlinien erklären können.

§ 371. **Das Eisen als Leiter der Kraftlinien.** Wir betrachten den Fall eines homogenen, von parallelen Kraftlinien durchzogenen Feldes, in welches wir einen Eisenzylinder so hineinbringen, daß seine Achse parallel der Richtung der Kraftlinien ist. Wir bemerken dann, daß sich die in der Nähe des Zylinders verlaufenden Linien nach seinen Endflächen hinziehen, während die dem Zylinder fernen Linien kaum eine Störung erfahren. Denken wir uns die Kraftlinien ursprünglich in gleichen Abständen gezogen, so werden sich ihre Abstände in der Nähe der Zylinderachse verkleinern, seitlich vom Zylindermantel vergrößern. Zu diesem Verhalten gibt es nun ein Analogon auf dem Gebiete der Hydrodynamik.

Wir denken uns einen porösen Körper *A*, etwa in Form eines Zylinders, dicht umschlossen von einer Röhre, welche wir uns über seine Enden beliebig verlängert und mit Wasser gefüllt denken. Durch einen auf die Wassersäule ausgeübten Druck werden wir imstande sein, Wasser durch den Zylinder hindurchzutreiben, und wenn die Porosität überall dieselbe ist, so wird das Wasser in dem Zylinder in parallelen Strömungslinien sich bewegen. Die Menge des durch eine Pore fließenden Wassers ist nach dem POISEUILLESchen Gesetze von ihrer Weite und von der inneren Reibung des Wassers abhängig. Das Bild, welches unter den vorausgesetzten Verhältnissen von den Strömungslinien geboten wird, würde dem Bilde eines homogenen magnetischen Feldes entsprechen. Nun wollen wir im Innern des größeren Zylinders, etwa koaxial mit ihm, einen kleineren Zylinder *B* abgrenzen und annehmen, daß in ihm die Poren einen

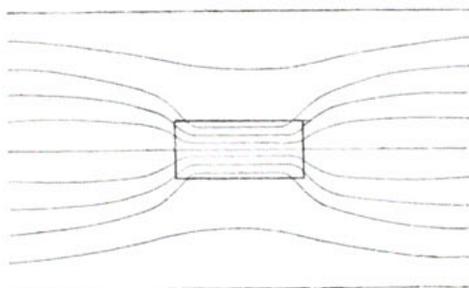


Fig. 445.

größeren Querschnitt besitzen, als in der übrigen Masse. Die weiteren Poren werden dann eine bessere Leitung für das durch den Zylinder strömende Wasser abgeben, und dieses wird in dem Raume *B* mit größerer Geschwindigkeit strömen, als außerhalb. Die in größerer Entfernung von *B* nach wie vor parallelen Strömungslinien des Wassers werden daher gegen das ihnen zugewandte Ende des

Zylinders *B* konvergieren und von dem abgewandten Ende divergieren; ähnlich den Kraftlinien des homogenen magnetischen Feldes, welches durch Einlegen eines Eisenzylinders gestört wurde (Fig. 445).

Man hat auch dieser Analogie eine physische Bedeutung gegeben, indem man die Kraftlinien als etwas betrachtet, was durch das umgebende Mittel hindurch von einem Pole zum anderen geleitet wird. Die Erscheinungen, welche das weiche Eisen in dem magnetischen Felde darbietet, erklärt man dann durch ein gutes Leitvermögen für die magnetischen Kraftlinien. Wenn die von einem Nordpole ausgehenden Linien ein Stück weichen Eisens treffen, so treten sie konvergierend in dasselbe ein und erzeugen an der Eintrittsstelle eine Südpolfläche, sie durchlaufen das Eisen und treten auf der anderen Seite, in der Nordpolfläche, divergierend aus. Diese Anschauung zeichnet sich aus durch ihre geometrische Anschaulichkeit und führt zu einer graphischen Behandlung magnetischer Probleme, welche für die Beurteilung von magnetischen Eigenschaften der dynamo-elektrischen Maschinen von Bedeutung geworden ist.

§ 372. **Eiserne Hohlkugel im homogenen Magnetfelde.** Die Leitung der Kraftlinien eines homogenen Feldes, wie es beispielsweise durch

den Erdmagnetismus erzeugt wird, in einer Hohlkugel von weichem Eisen wird durch Figur 446 erläutert, die einen Meridianschnitt der Kugel darstellt. Man sieht, wie die Kraftlinien beim Eindringen in das Eisen um die innere Höhlung sich herumbiegen, so daß diese beinahe ganz von

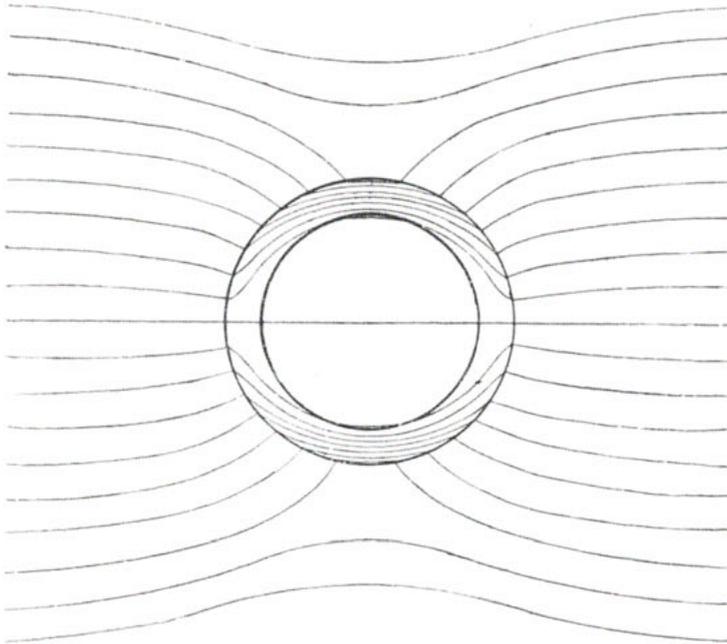


Fig. 446. Eiserne Hohlkugel in einem ursprünglich homogenen Magnetfelde.

Linien entblößt ist. Das heißt aber, daß in dem Hohlraume überhaupt keine merkliche magnetische Kraft vorhanden ist. Wir gewinnen sonach ein Mittel, um einen abgeschlossenen Raum gegen die Wirkungen des Erdmagnetismus oder eines anderen homogenen Feldes zu schützen.

§ 373. V. Fundamentalversuch; Elementarmagnete. Man kann auf den Gedanken kommen, Nord- und Südpolfläche eines Magnetstabes zu trennen, indem man ihn in der Mitte durchbricht. Der Versuch zeigt, daß an der Trennungsfäche zwei neue Polflächen entstehen, so daß jede Hälfte des ursprünglichen Stabes wieder ein vollständiger Magnet ist. Man kann den Versuch beliebig weit fortsetzen, indem man die erhaltenen Bruchstücke weiter und weiter zerteilt; es ergibt sich, daß auch die kleinsten so erhaltenen Stückchen noch vollständige Magnete sind. So kommt man zu der Vorstellung, daß der Stahlmagnet aus Elementarmagneten von unbestimmtem Grade der Kleinheit besteht, welche im Innern mit den ungleichnamigen Polen sich kettenförmig aneinander legen. Alle von den inneren Polflächen ausgehenden Wirkungen zerstören sich dann wechselseitig, und nur die an der Oberfläche heraus-

tretenden Polflächen kommen nach außen hin zur Geltung. Schließt man sich der Annahme von einer molekularen Konstitution der Körper an, so wird man die kleinsten Teilchen, welche für sich genommen noch vollständige Magnete darstellen, mit den Molekülen des Stahles identifizieren, und man spricht in diesem Sinne auch von Molekularmagneten.

Zweites Kapitel. Die Hypothese der magnetischen Fluida und die magnetischen Maßbestimmungen.

§ 374. Die Hypothese des positiven und des negativen magnetischen Fluidums. Mit dem vorhergehenden fünften Fundamentalversuche haben wir die qualitative Forschung zu einem gewissen Abschlusse gebracht. Die weitere Aufgabe besteht in der Maßbestimmung der magnetischen Kräfte und der Stärke der Magnete. Bei ihrer Lösung hat man eine Vorstellung benützt, welche mit dem zuletzt besprochenen Ideenkreise in einen gewissen Gegensatz tritt, welche sich aber durch die Einfachheit der aus ihr folgenden rechnerischen Ansätze auszeichnet. Es ist dies die Vorstellung von der Existenz zweier imponderabler magnetischer Fluida. Die letzteren denkt man sich in den Molekülen des Eisens und Stahls je in gleicher Menge vorhanden und in ihrem Innern beweglich. Aber der die Moleküle trennende Raum gestattet den magnetischen Teilchen keinen Durchgang, so daß diese ein für allemal an die Moleküle gebunden bleiben. Von den beiden Flüssigkeiten erzeugt die eine, die nordmagnetische, die Nordpolflächen, die andere, die süd magnetische, die Südpolflächen. Für die fernwirkenden Kräfte, welche die Teilchen der magnetischen Fluida aufeinander ausüben, gelten dieselben Regeln, wie für die Wechselwirkungen der Polflächen. Gleichnamige Teilchen, Teilchen derselben Flüssigkeit, stoßen sich ab, ungleichnamige ziehen sich an. Die beiden Fluida treten hierdurch in einen Gegensatz, welcher ähnlich ist dem der positiven und der negativen Größen. Ist an den Stellen A und B des Raumes nordmagnetisches Fluidum, so übt A auf B eine abstoßende Wirkung aus; bringt man nach A eine kleinere Menge süd magnetischen Fluidums, so wird die Abstoßung in derselben Weise verkleinert, wie eine positive Größe durch Hinzufügung einer negativen. Mit Beziehung auf diese Analogie bezeichnet man das eine Fluidum, und zwar das nordmagnetische, auch als das positive, das süd magnetische als das negative.

Im nichtmagnetischen Zustande denkt man sich die beiden Fluida im Innern der Moleküle gleichmäßig gemischt. Wenn wir einen Stahl- oder Eisenstab in das Feld eines permanenten Magneten bringen, dessen Nordpolfläche mit positiven, dessen Südpolfläche mit negativen magnetischen Teilchen beladen ist, so werden die positiven Teilchen von der Nordpolfläche abgestoßen, die negativen angezogen. Da die Teilchen im Innern der Moleküle beweglich sind, so tritt eine Scheidung

tretenden Polflächen kommen nach außen hin zur Geltung. Schließt man sich der Annahme von einer molekularen Konstitution der Körper an, so wird man die kleinsten Teilchen, welche für sich genommen noch vollständige Magnete darstellen, mit den Molekülen des Stahles identifizieren, und man spricht in diesem Sinne auch von Molekularmagneten.

Zweites Kapitel. Die Hypothese der magnetischen Fluida und die magnetischen Maßbestimmungen.

§ 374. Die Hypothese des positiven und des negativen magnetischen Fluidums. Mit dem vorhergehenden fünften Fundamentalversuche haben wir die qualitative Forschung zu einem gewissen Abschlusse gebracht. Die weitere Aufgabe besteht in der Maßbestimmung der magnetischen Kräfte und der Stärke der Magnete. Bei ihrer Lösung hat man eine Vorstellung benützt, welche mit dem zuletzt besprochenen Ideenkreise in einen gewissen Gegensatz tritt, welche sich aber durch die Einfachheit der aus ihr folgenden rechnerischen Ansätze auszeichnet. Es ist dies die Vorstellung von der Existenz zweier imponderabler magnetischer Fluida. Die letzteren denkt man sich in den Molekülen des Eisens und Stahls je in gleicher Menge vorhanden und in ihrem Innern beweglich. Aber der die Moleküle trennende Raum gestattet den magnetischen Teilchen keinen Durchgang, so daß diese ein für allemal an die Moleküle gebunden bleiben. Von den beiden Flüssigkeiten erzeugt die eine, die nordmagnetische, die Nordpolflächen, die andere, die süd magnetische, die Südpolflächen. Für die fernwirkenden Kräfte, welche die Teilchen der magnetischen Fluida aufeinander ausüben, gelten dieselben Regeln, wie für die Wechselwirkungen der Polflächen. Gleichnamige Teilchen, Teilchen derselben Flüssigkeit, stoßen sich ab, ungleichnamige ziehen sich an. Die beiden Fluida treten hierdurch in einen Gegensatz, welcher ähnlich ist dem der positiven und der negativen Größen. Ist an den Stellen A und B des Raumes nordmagnetisches Fluidum, so übt A auf B eine abstoßende Wirkung aus; bringt man nach A eine kleinere Menge süd magnetischen Fluidums, so wird die Abstoßung in derselben Weise verkleinert, wie eine positive Größe durch Hinzufügung einer negativen. Mit Beziehung auf diese Analogie bezeichnet man das eine Fluidum, und zwar das nordmagnetische, auch als das positive, das süd magnetische als das negative.

Im nichtmagnetischen Zustande denkt man sich die beiden Fluida im Innern der Moleküle gleichmäßig gemischt. Wenn wir einen Stahl- oder Eisenstab in das Feld eines permanenten Magneten bringen, dessen Nordpolfläche mit positiven, dessen Südpolfläche mit negativen magnetischen Teilchen beladen ist, so werden die positiven Teilchen von der Nordpolfläche abgestoßen, die negativen angezogen. Da die Teilchen im Innern der Moleküle beweglich sind, so tritt eine Scheidung

der magnetischen Fluida ein, die Moleküle werden zu Elementarmagneten, welche ihre Südpole alle nach der Seite der erregenden Nordpolfläche, ihre Nordpole nach der entgegengesetzten Seite wenden. Wir kommen damit im wesentlichen auf die Vorstellung zurück, welche wir uns nach dem fünften Fundamentalversuche von der Konstitution eines Magnets gebildet hatten. Die Elementarmagnete ordnen sich zu Ketten, in welchen stets die freundlichen Pole einander benachbart sind. Die Wirkungen aller im Innern des Magnets liegenden Pole zerstören sich daher wechselseitig, nur die Wirkung der an die Oberfläche hervortretenden bleibt übrig. Die so mit freien positiven und negativen magnetischen Teilchen bedeckten Teile der Oberfläche sind unsere Nord- und Südpolflächen.

Die Koerzitivkraft des Stahls erklärt man durch eine statische Reibung, welcher die magnetischen Fluida in seinen Molekülen unterworfen sind. Diese Reibung erschwert zunächst die magnetische Scheidung; der Stahl wird unter gleichen Umständen in der Tat weniger stark magnetisch als das weiche Eisen. Ist die Scheidung aber einmal vollzogen, so verhindert die Reibung nun umgekehrt die Wiedervereinigung der Fluida, sie macht den Magnetismus zu einem permanenten.

§ 375. **COULOMBS Gesetz der magnetischen Fernwirkung.** Versuche von COULOMB legen die Hypothese nahe, daß zwei Teilchen desselben magnetischen Fluidums sich mit einer Kraft abstoßen, welche dem Produkt ihrer magnetischen Massen proportional, dem Quadrat der Entfernung umgekehrt proportional ist. Dasselbe Gesetz gilt dann auch für die Anziehung ungleichnamiger Massen.

§ 376. **Absolutes Maß magnetischer Massen oder Mengen; Polstärke.** Magnetische Massen, oder, wie wir zur Unterscheidung von ponderablen Massen lieber sagen wollen, magnetische Mengen kann man nicht wägen oder zählen. Es bleibt daher kein anderes Mittel übrig, ihre Größe zu bestimmen, als die Messung ihrer Wirkung. Zu einer Bestimmung magnetischer Mengen gelangt man auf diesem Wege durch die Festsetzung, daß die Wechselwirkung derselben gleich sein soll ihrem Produkte, dividiert durch das Quadrat ihrer Entfernung. Nehmen wir dann zwei gleiche positive magnetische Mengen m , so ist in der Entfernung r die zwischen ihnen vorhandene abstoßende Kraft

$$F = \frac{m^2}{r^2}, \text{ und daher } m = r\sqrt{F}.$$

Die Definition der Einheit der magnetischen Menge ist hiernach folgende: Zwei unter sich gleiche magnetische Pole besitzen je die Einheit der magnetischen Menge, oder der Polstärke, wenn sie in der Entfernung von 1 cm mit der Kraft-einheit von 1 Dyne aufeinander wirken.

Wir werden später sehen, daß die magnetischen Wechselwirkungen in gewissem Grade abhängig sind von dem Mittel, welches die aufeinander wirkenden Magnete umgibt. Bei der Definition der Polstärke

werden wir voraussetzen, daß die aufeinander wirkenden Pole in einem leeren, oder in einem von Luft erfüllten Raume sich befinden; praktisch kommen beide Bestimmungen auf dasselbe hinaus, da die Wirkungen im Luftraume sich von denen im leeren Raume kaum merklich unterscheiden.

Wenn man irgendwie durch Versuche ermittelt hat, mit wieviel Dynen zwei gleiche magnetische Pole in der Entfernung von r cm einander abstoßen oder anziehen, so erhält man ihre magnetische Menge oder ihre Polstärke, wenn man die Quadratwurzel der Kraft mit der Entfernung multipliziert. Nun ist eine Dyne die Kraft, welche einem Gramm die Beschleunigung von 1 cm sec^{-2} erteilt. Man sieht also, daß die zur Berechnung der magnetischen Menge dienenden Größen nur die Bestimmung von Längen, ponderablen Massen, Zeiten erfordern. Die für die magnetische Menge gefundene Zahl hängt also auch nur ab von der Wahl der Grundmaße für die Länge, die ponderable Masse, die Zeit. Eine Maßbestimmung, bei welcher außer diesen drei Grundmaßen kein weiteres spezifisches Maßelement benutzt wird, nennt man, der in § 69 eingeführten Bezeichnung entsprechend, eine absolute. Wählt man als Einheiten das Zentimeter, das Gramm, die Sekunde, so sagt man, die betreffende Größe sei im $\text{cm}\cdot\text{g}\cdot\text{sec}$ -System ausgedrückt. Bezeichnen wir, wie früher, die Länge durch l , die ponderable Masse durch m , die Zeit durch t , so ist die Art, wie diese drei Größen bei der Berechnung magnetischer Mengen zu kombinieren sind, gegeben durch das Symbol $l^{\frac{3}{2}} m^{\frac{1}{2}} t^{-1}$; dieses Produkt von Potenzen der Länge, der Masse, der Zeit nennen wir nach § 51 die Dimension der magnetischen Menge. Für das $\text{cm}\cdot\text{g}\cdot\text{sec}$ -System ist die Dimension durch die Gleichung

$$[m] = \text{cm}^{\frac{3}{2}} \cdot \text{g}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{sec}^{-1}$$

gegeben.

Die Einführung der absoluten Maße in die Lehren von Magnetismus und von Elektrizität, welche wir GAUSS und WEBER verdanken, bezeichnet eine wichtige Epoche in der Entwicklung der Physik; sie gab unmittelbare Veranlassung zu Experimentaluntersuchungen von fundamentaler Bedeutung; sie brachte in ein Gebiet, welches an Mannigfaltigkeit der Erscheinungen, an Zahl der verschiedenen der Messung sich anbietenden Größen die anderen Teile der Physik weit übertrifft, eine bewundernswerte Übersicht und Einheit. Die Bekanntschaft mit den Prinzipien des absoluten Maßsystems ist um so nützlicher, weil auch die jetzt so häufig gebrauchten Maße der Elektrotechnik in ihm ihre Wurzel haben.

Die Messung einer Polstärke nach dem im vorhergehenden angedeuteten Prinzip läßt sich in folgender Weise praktisch ausführen. Vorausgesetzt wird, daß wir über zwei Stahlstäbe von gleicher Größe und Magnetisierung verfügen, deren Polstärken als gleich angenommen werden können. Den einen A hängen wir in seiner Mitte mit einem Schiffchen

auf, das in geeigneter Weise an einer vertikal herabhängenden Feder befestigt ist (Fig. 447). Über den Südpol hängen wir eine leichte Wagschale und richten das ganze so ein, daß der Magnet sich bei unbelasteter Wagschale in horizontaler Lage im Gleichgewichte befindet. Nun legen

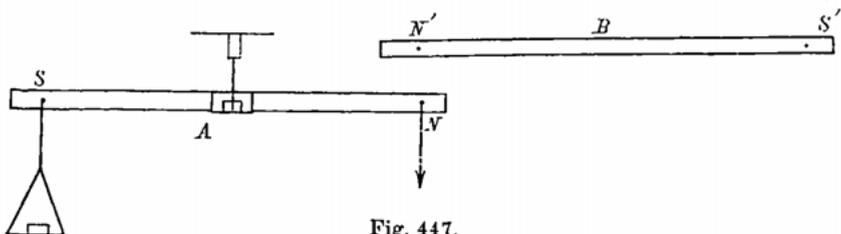


Fig. 447.

wir den Magnet B in horizontaler Lage parallel mit A fest auf, so daß sein Nordpol N' senkrecht über dem Nordpol N von A steht, während der Südpol S' von N abgewandt ist. Wir legen dann auf die Wagschale so lange mg -Stücke auf, bis der Stab A von neuem in horizontaler Lage im Gleichgewichte ist. Sind hierzu p mg -Stücke erforderlich, so entspricht dem nach § 70 eine Kraft von $0.98 \times p$ Dynen, welche in S vertikal nach unten wirkt und der magnetischen Abstoßung das Gleichgewicht hält. Ist m die Stärke der Pole N und N' , r ihre Entfernung, so ist die Abstoßung gleich $\frac{m^2}{r^2}$, somit

$$\frac{m^2}{r^2} = 0.98 \times p; \quad m = 0.99 \times r \sqrt{p}.$$

Vorausgesetzt ist dabei, daß neben der Abstoßung zwischen den Polen N und N' die Wechselwirkung der übrigen Pole nicht in Betracht kommt. Beispielsweise wurde gefunden, daß die Nordpole zweier nicht sehr kräftiger Magnetstäbe von 63 cm Länge und 1 kg Gewicht in einer Entfernung von 7.5 cm eine Abstoßung von 6450 mg -Gewichten aufeinander ausübten; daraus folgt für die Polstärke der Wert

$$7.4 \times \sqrt{6450} = 594 \text{ (cm}^{\frac{3}{2}} \text{g}^{\frac{1}{2}} \text{sec}^{-1}\text{)}.$$

§ 377. Bedeutung des COULOMBSchen Gesetzes. Die Anschauungen, welche wir in § 374 über die Natur der Magnete entwickelt haben, müssen als ideale bezeichnet werden. Das letzte Glied, zu dessen Kenntnis wir auf dem Wege des Versuches gelangen, sind die Elementarmagnete; es ist eine reine Fiktion, wenn wir diese wieder in einen Nord- und einen Südpol zerlegen. Die Bedeutung des COULOMBSchen Gesetzes muß also darin gesucht werden, daß es uns einen Weg eröffnet, um zu dem Gesetze für die Wechselwirkung der Magnete zu gelangen; denn diese allein kann Gegenstand der Beobachtung sein, und zu ihrer genaueren Erforschung werden wir uns in den folgenden Paragraphen wenden.

§ 378. Magnetische Achse. Ebenso wie bei den qualitativen Versuchen von § 358 beginnen wir auch jetzt mit der Untersuchung der Wirkung, die der Erdmagnetismus auf eine Magnetnadel ausübt. Wir hängen eine Nadel von der Form eines längeren prismatischen Stabes an

einem vertikalen Faden in ihrer Mitte auf, so daß sie in einer horizontalen Ebene sich frei drehen kann. Machen wir von der in § 366 besprochenen vereinfachenden Vorstellung Gebrauch, nach der wir den ganzen Nordmagnetismus in einem Punkte, dem Nordpole, den ganzen Südmagnetismus in dem Südpole vereinigt denken können, so wirken auf die Nadel nur zwei Kräfte, von welchen die eine den Nordpol nach Norden, die andere den Südpol in entgegengesetzter Richtung nach Süden treibt; beide Kräfte liegen in der Ebene des magnetischen Meridians, gegen die Horizontale unter 66° geneigt. Wir zerlegen die Kräfte in je eine horizontale und eine vertikale Komponente; die drehende Wirkung der vertikalen Komponenten wird bei einer kleinen Verschiebung des Schwerpunktes gegen den Suspensionsfaden durch das Gewicht der Magnetnadel kompensiert, die horizontalen bedingen die Einstellung der Nadel in den magnetischen Meridian; sie ist bei untordiertem Suspensionsfaden im Gleichgewichte, wenn die Verbindungslinie von Süd- und Nordpol, ihre magnetische Achse, im Meridian liegt.

§ 379. **Horizontalintensität des Erdmagnetismus, magnetisches Moment einer Nadel.** Lenken wir die horizontal drehbare Nadel aus dem magnetischen Meridiane ab, so wird sie nach diesem zurückgezogen und führt freigelassen um ihre Gleichgewichtslage Schwingungen aus, ähnlich den Schwingungen eines Pendels um seine Ruhelage. Die Kraft, mit der die Nadel in den magnetischen Meridian gerichtet wird, hängt von zwei Dingen ab; einmal von der magnetischen Beschaffenheit der Nadel, d. h. von der Menge positiven und negativen Fluidums, welche in ihren Polen angehäuft ist, von der Polstärke, und von der Entfernung der Pole von dem Mittelpunkte der Nadel, mit anderen Worten von der Poldistanz. Zweitens aber hängt jene Kraft ab von der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus, d. h. von der Kraft, welche der Erdmagnet in horizontaler Richtung auf die Einheit der positiven magnetischen Menge ausübt. Wir setzen voraus, daß unsere Nadel nur um einen kleinen Winkel φ aus dem magnetischen Meridiane herausgedreht wird; dann kann der Sinus des Ablenkungswinkels dem Winkel selbst gleichgesetzt werden (§ 10), und das vom Erdmagnetismus auf die Nadel ausgeübte Drehungsmoment wird proportional mit φ . Bezeichnen wir mit μ die Stärke der Pole ($+\mu$ für den Nordpol, $-\mu$ für den Südpol), mit λ ihren Abstand von der Mitte der Nadel, mit 2λ demnach

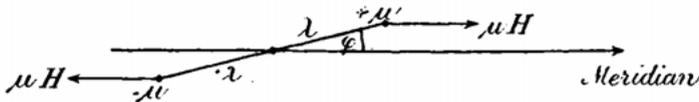


Fig. 448.

die Poldistanz, mit H die Horizontalintensität des Erdmagnetismus, so ergibt sich aus Figur 448 für das Drehungsmoment der Ausdruck $2\lambda\mu H \sin \varphi$, oder mit Rücksicht auf die oben gemachte Voraussetzung:

$$2\lambda\mu H \cdot \varphi.$$

Der letztere Ausdruck ist aber nur dann richtig, wenn der Winkel φ in Bogenmaß ausgedrückt wird und nicht in Graden, Minuten und Sekunden. Ebenso wie bei einem in kleinem Bogen schwingenden Pendel ist das von Erd- und Nadelmagnetismus abhängende Verhältnis zwischen Drehungsmoment und Ablenkungswinkel konstant; wir bezeichnen es in Übereinstimmung mit § 77 als die auf die Nadel ausgeübte Direktionskraft und haben also:

$$\text{Direktionskraft } D = 2\lambda\mu H.$$

Der vom Nadelmagnetismus abhängende Teil der Direktionskraft ist gleich dem Produkte aus Polstärke und Poldistanz. Dieses Produkt nennen wir das magnetische Moment. Die von der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus auf die Nadel ausgeübte Direktionskraft ist dann gleich dem Produkte aus der Horizontalintensität und aus dem magnetischen Moment. Wir bezeichnen dieses durch \mathfrak{M} und haben daher $\mathfrak{M} = 2\lambda\mu$, $D = \mathfrak{M}H$; die Dimension des magnetischen Momentes ist mit Rücksicht auf § 374:

$$[\mathfrak{M}] = l^{\frac{1}{2}} \cdot m^{\frac{1}{2}} \cdot t^{-1};$$

im cm·g·sec-System: $\text{cm}^{\frac{1}{2}} \text{g}^{\frac{1}{2}} \text{sec}^{-1}$. Das magnetische Moment ist nach dem obigen gleich dem Quotienten aus der auf einen Magnetstab ausgeübten Direktionskraft und aus der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus; in dieser Bestimmung ist nichts mehr enthalten, was einem einzelnen Magnetpole für sich zugehörte; wir dürfen daher vermuten, daß wir in dem magnetischen Moment etwas gefunden haben, wodurch der magnetische Zustand eines Stahl- oder Eisenstabes charakterisiert wird, ganz unabhängig von irgend welcher Vorstellung über das Wesen des Magnetismus. In der Tat wird sich diese Vermutung bestätigen.

Ehe wir aber weitergehen, wollen wir noch zwei wichtige Eigenschaften des magnetischen Momentes hervorheben. Wir vereinigen mehrere Magnete mit den Polstärken $\mu, \mu', \mu'' \dots$, den Poldistanzen $2\lambda, 2\lambda', 2\lambda'' \dots$, den magnetischen Momenten $\mathfrak{M}, \mathfrak{M}', \mathfrak{M}'' \dots$ zu einem magnetischen Bündel, so daß die Achsen der Stäbe alle parallel und horizontal gerichtet sind. Dann folgt aus der Theorie der Kräftepaare (§ 37), daß die Direktionskraft des Erdmagnetismus auf das um eine vertikale Achse drehbare Bündel gegeben ist durch:

$$2\lambda\mu H + 2\lambda'\mu' H + 2\lambda''\mu'' H + \dots = (\mathfrak{M} + \mathfrak{M}' + \mathfrak{M}'' + \dots)H;$$

die Direktionskraft ist dieselbe, wie die auf einen einzigen Magnet ausgeübte, dessen Moment gleich der Summe der Momente aller parallel gerichteter Magnete ist. Das magnetische Moment ist also unter der gemachten Voraussetzung eine additive Größe.

Eine zweite Eigenschaft ergibt sich aus der Betrachtung zweier kreuzweis verbundener Magnete von gleicher Polstärke μ . Der gemeinsame Mittelpunkt der Stäbe sei O , die Nordpole liegen in P und Q , die Südpole in P' und Q' (Fig. 449a). Wir stellen das magnetische Kreuz so, daß die Achse QQ' des einen Stabes mit dem magnetischen Meridiane

zusammenfällt, die des anderen zu ihm senkrecht steht. Dann ist das von der horizontalen Komponente des Erdmagnetismus auf die verbundenen Stäbe ausgeübte Drehungsmoment gleich $2\mu H \times OP = \mu H \times PP'$. Wir konstruieren nun ein Rechteck, dessen Seiten parallel mit PP' und QQ' durch die Pole hindurchgehen, dessen Diagonale RR' ist. Betrachten wir

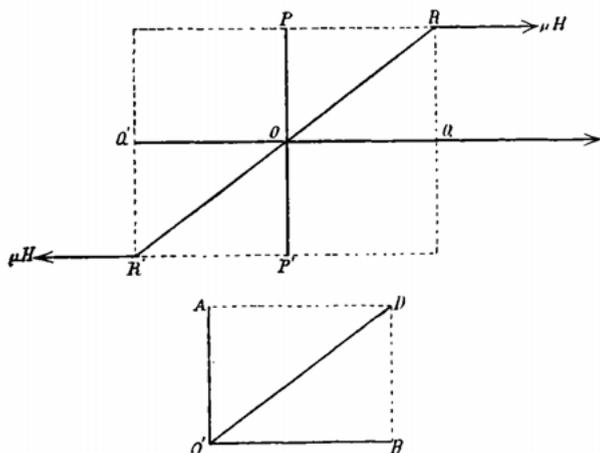


Fig. 449 a.

R und R' als Pole eines Magnets, wieder mit der Stärke μ , so ist das von der Horizontalintensität auf diesen einen Stab ausgeübte Drehungsmoment, wie man leicht sieht, ebenfalls gleich

$$\mu H \times PP'.$$

Man kann hiernach das magnetische Kreuz ersetzen durch einen einzigen Magnet, der dieselbe Pol-

stärke hat, wie die gegebenen Stäbe, dessen Achse die Diagonale des aus den Achsen der gegebenen Stäbe konstruierten Rechteckes ist. Dies gilt, wie man durch eine Erweiterung der Betrachtung leicht zeigen kann, nicht

bloß für die angenommene spezielle, sondern ebenso für eine beliebige Lage des Kreuzes.

Wir können nun magnetische Momente graphisch durch Linien darstellen, die ihnen numerisch gleich und den Richtungen der magnetischen Achsen parallel sind. Repräsentiert in dieser Weise $O'A$ (Fig. 449 a) das Moment des einen Stabes, $\mu \times PP'$, $O'B$ das des anderen, $\mu \times QQ'$, so ist ebenso $O'D$ numerisch gleich und gleichgerichtet mit dem Moment, beziehungsweise mit der magnetischen Achse des fingierten Stabes. Das Moment $\mu \times RR'$ des einen an Stelle von PP' und QQ' gesetzten Stabes ergibt sich somit aus den Repräsentanten der gegebenen Momente nach dem Satze vom Parallelogramm. Umgekehrt kann man auch das magne-

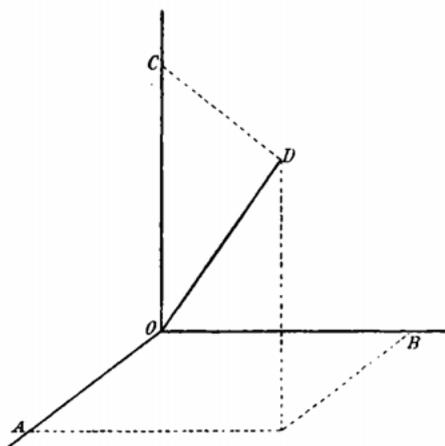


Fig. 449 b.

Komponenten eines magnetischen Momentes.

Umgekehrt kann man auch das magne-

tische Moment eines einzigen Stabes ersetzen durch die Momente zweier zueinander senkrechter, fingierter Stäbe, d. h. man kann es in zwei Komponenten nach zwei zueinander senkrechten Achsen zerlegen.

Der gefundene Satz kann, was mit Rücksicht auf eine spätere Anwendung hervorgehoben werden möge, noch allgemeiner gefaßt werden. Es sei ein Stabmagnet gegeben; von seinem Mittelpunkte aus ziehen wir in der Richtung seiner Achse die Linie OD (Fig. 449 b), durch die sein Moment graphisch dargestellt wird, außerdem drei zueinander senkrechte, mit dem Magnet fest verbundene Achsen. Wir projizieren die Linie OD senkrecht auf diese Achsen nach OA , OB und OC . Betrachten wir diese Linien als die Repräsentanten dreier neuer, mit dem Stabe verbundener magnetischer Momente, so ergibt sich, daß sie, zusammengenommen, genau dieselben Wirkungen erleiden und üben, wie der eine gegebene Stab. Man bezeichnet die durch OA , OB , OC dargestellten Momente als die rechtwinkligen Komponenten von OD und hat dann den Satz, daß man an Stelle eines gegebenen magnetischen Momentes seine Komponenten nach drei zueinander senkrechten Richtungen setzen kann.

§ 380. **Schwingungsdauer einer Magnetnadel.** Wir haben schon gesehen, daß eine in horizontaler Ebene frei drehbare Magnetnadel um ihre Gleichgewichtslage schwingen kann. Die Schwingungsdauer t , die Zeit, welche sie von der äußersten Lage auf der einen Seite des Meridians zum Hingange nach der entsprechenden auf der anderen Seite gebraucht, wird durch das allgemeine Gesetz der Pendelschwingungen gegeben (§ 77):

$$\frac{t^2}{\pi^2} = \frac{\text{Trägheitsmoment}}{\text{Direktionskraft}}.$$

Benützen wir für die Direktionskraft den aus dem vorhergehenden Paragraphen zu entnehmenden Wert, so ergibt sich:

$$\mathfrak{M} \cdot H = \frac{\pi^2}{t^2} \times \text{Trägheitsmoment}.$$

Das Trägheitsmoment einer prismatischen Nadel berechnet sich aus Länge a , Breite b , und Masse m nach der Formel:

$$\text{Trägheitsmoment} = \frac{m(a^2 + b^2)}{12}.$$

Eine Wägung, eine Längen- und eine Zeitmessung geben demnach alles, was zu der Berechnung der rechten Seite der vorletzten Gleichung nötig ist; wir finden dann eine bestimmte Zahl, durch welche das Produkt aus magnetischem Moment und Horizontalintensität ausgedrückt wird,

$$\mathfrak{M} \cdot H = A.$$

§ 381. **Prüfung des COULOMBSchen Gesetzes durch GAUSS.** Wir untersuchen nun die Wechselwirkung zweier Nadeln, beschränken uns aber dabei auf den Fall, daß ihre Entfernung groß ist gegenüber ihren Dimensionen. Die eine von ihnen, wir bezeichnen sie mit Rücksicht auf eine nachher zu besprechende Anwendung als die Hauptnadel, legen wir mit horizontaler Achse fest auf; die andere, die Hilfsnadel,

bringen wir mit ihrer Achse in dieselbe Horizontalebene, aber so, daß sie sich um ihren Mittelpunkt in horizontalem Sinne frei drehen kann, sei es auf einer Spitze, wie eine Kompaßnadel, oder um einen vertikalen Suspensionsfaden. Entfernen wir zuerst die Hauptnadel, so stellt sich die Hilfsnadel in den Meridian. Wir ziehen durch ihren Mittelpunkt zwei horizontale Linien, die eine mit dem Meridian zusammenfallend, die andere zu ihm senkrecht. Die gegenseitige Lage der Nadeln ordnen wir dann in folgender Weise. Die Achse des Hauptmagnets richten wir ein für allemal senkrecht zum Meridiane. Seinen Mittelpunkt aber bringen wir entweder in die senkrecht zum Meridiane gezogene Linie: erste Hauptlage, oder in die Meridianlinie selbst: zweite Hauptlage.

Wir betrachten zunächst die Wirkung in der ersten Hauptlage (Fig. 450a). Die vom Nord- und Südpol der Hauptnadel auf den Nordpol der Hilfsnadel ausgeübten Kräfte vereinigen sich zu einer Resultante, von der wir bei großer Entfernung der beiden Nadeln annehmen können,

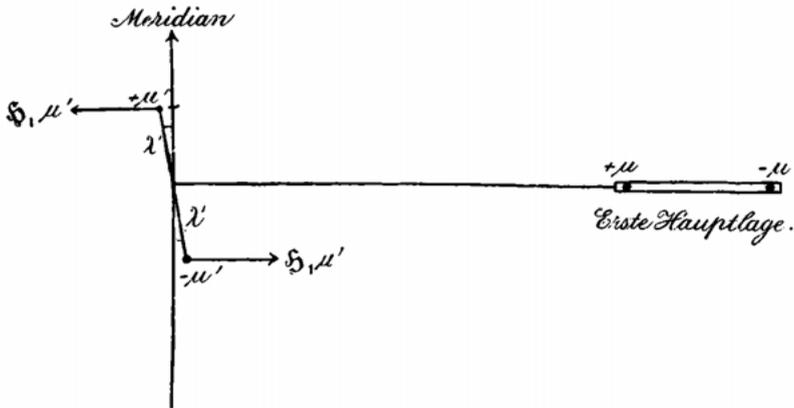


Fig. 450a.

daß sie mit der Achse der Hauptnadel parallel ist. Unter derselben Voraussetzung wird dann die auf den Südpol ausgeübte Kraft der auf den Nordpol wirkenden gleich und entgegengesetzt sein. Wird die Hilfsnadel hierdurch um den Winkel φ_1 aus dem magnetischen Meridiane abgelenkt, so ist das von der Hauptnadel auf sie ausgeübte Drehungsmoment:

$$2 \lambda' \mu' \mathfrak{S}_1 \cos \varphi_1 = \mathfrak{M}' \mathfrak{S}_1 \cos \varphi_1 .$$

Hier bezeichnet $2 \lambda'$ die Poldistanz, μ' die Polstärke der Hilfsnadel, \mathfrak{M}' ihr magnetisches Moment, \mathfrak{S}_1 die von der Hauptnadel auf einen positiven Pol von der Stärke 1 an der Stelle der Hilfsnadel ausgeübte Kraft. Ist die Ablenkung eine sehr kleine, was man durch Vergrößerung der Entfernung stets erreichen kann, so ist das Drehungsmoment mit großer Annäherung gegeben durch

$$2 \lambda' \mu' \mathfrak{S}_1 = \mathfrak{M}' \mathfrak{S}_1 .$$

Gleichzeitig wird aber die Nadel nach dem magnetischen Meridiane zurück-

getrieben durch ein Drehungsmoment, welches nach § 379 bei einer kleinen Ablenkung gleich $\mathfrak{M}' \xi \varphi_1$ ist. Da die Nadel bei der kleinen Ablenkung φ_1 sich im Gleichgewichte befindet, so müssen die entgegengesetzten Drehungsmomente gleich sein, und man hat:

$$\mathfrak{M}' H \varphi_1 = \mathfrak{M}' \xi_1 .$$

Gehen wir über zu der zweiten Hauptlage (Fig. 450b). Die Resultante der Kräfte, welche von den Polen der Hauptnadel auf einen positiven Pol von der Stärke 1 an der Stelle der Hilfsnadel ausgeübt werden, bezeichnen wir durch ξ_2 . Es ergibt sich, daß auch sie bei großer Entfernung der beiden Nadeln in der ganzen Ausdehnung der Hilfsnadel zu dem magnetischen Meridiane senkrecht bleibt; das Drehungsmoment, welches von der Hauptnadel ausgeübt wird, ist bei kleiner Ablenkung $\mathfrak{M}' \xi_2$, und wenn der Ablenkungswinkel gleich φ_2 , so ist:

$$\mathfrak{M}' H \varphi_2 = \mathfrak{M}' \xi_2 .$$

Die mit ξ_1 und ξ_2 bezeichneten Kräfte kann man nun mit Hilfe des COULOMBSchen Gesetzes berechnen, wenn man die Polstärke μ und die Poldistanz 2λ der Hauptnadel, sowie die Entfernung R der Mittelpunkte der beiden Nadeln als bekannt betrachtet. Es ergibt sich.

$$\xi_1 = \frac{2 \cdot 2 \lambda \mu}{R^3} = \frac{2 \mathfrak{M}}{R^3}, \quad \xi_2 = \frac{2 \lambda \mu}{R^3} = \frac{\mathfrak{M}}{R^3} .$$

Hierin liegt das wichtige Resultat, daß auch die Kräfte ξ_1 und ξ_2 nur abhängig sind von der Größe \mathfrak{M} , dem magnetischen Momente der Hauptnadel. Für das Gleichgewicht der Hilfsnadel in der ersten und in der zweiten Hauptlage ergeben sich jetzt die Gleichungen:

$$\mathfrak{M}' H \varphi_1 = \frac{2 \mathfrak{M}' \mathfrak{M}}{R^3}, \quad \mathfrak{M}' H \varphi_2 = \frac{\mathfrak{M}' \mathfrak{M}}{R^3} .$$

Ist die Entfernung R in beiden Fällen dieselbe, so ist $\varphi_1 = 2 \varphi_2$; diese Konsequenz des COULOMBSchen Gesetzes hat GAUSS geprüft; er fand bei verschiedenen Entfernungen R die folgenden Werte von φ_1 und φ_2 :¹

R (Meter)	φ_1	φ_2
3	11' 0.7''	5' 33.7''
3.5	6' 56.9''	3' 28.9''
4	4' 35.9''	2' 22.2''

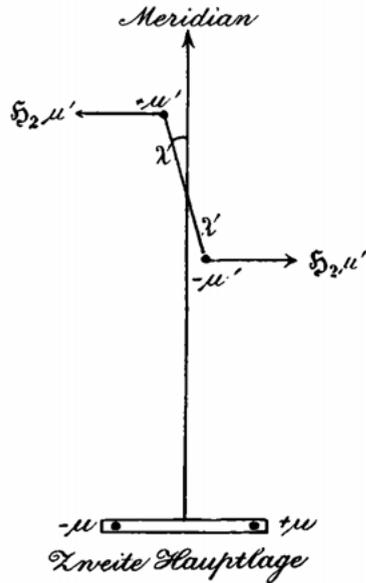


Fig. 450b.

¹ GAUSS, Intensitas vis magneticae terrestris ad mensuram absolutam revocata. C. F. GAUSS' Werke. Bd. 5 p. 109.

In der Tat ist hier φ_1 nahe doppelt so groß, wie das derselben Entfernung R entsprechende φ_2 .

Für die bei der ersten Hauptlage in verschiedenen Entfernungen gemachten Beobachtungen gilt die Gleichung:

$$\frac{\mathfrak{M}}{H} = \frac{1}{2} R^3 \varphi_1.$$

Tritt während der Beobachtungen keine Veränderung des Erd- und Stabmagnetismus ein, so bleiben die auf der linken Seite stehenden Größen \mathfrak{M} und H konstant; es muß daher auch $R^3 \varphi_1$ bei den verschiedenen Beobachtungen denselben Wert behalten. Nun wird bei den Beobachtungen von GAUSS für

$$\begin{array}{rcc} R & = & 300 \text{ cm} \quad 350 \text{ cm} \quad 400 \text{ cm} \\ R^3 \varphi_1 & = & 86\,490 \text{ „} \quad 86\,650 \text{ „} \quad 85\,600 \text{ „} \end{array}$$

Das letztere Produkt ist also in der Tat nahezu konstant, und dadurch ist eine weitere Bestätigung des COULOMBSchen Gesetzes gewonnen. Bei der Berechnung ist die Entfernung in Zentimetern ausgedrückt und für φ_1 an Stelle des Winkelmaßes Bogenmaß eingeführt; man erhält dann $\frac{\mathfrak{M}}{H} = \frac{1}{2} R^3 \varphi_1$ in dem absoluten Maße des cm-g-sec-Systems, und zwar im Mittel:

$$\frac{\mathfrak{M}}{H} = 43\,120.$$

§ 382. Allgemeine Gesetze für die Fernwirkung eines Magnets.

In dem vorhergehenden Paragraphen sind die Gesetze der Fernwirkung eines Magnets für die speziellen Fälle der ersten und zweiten Hauptlage gegeben. Man kann jene Gesetze auf Grund der Vorstellung von den magnetischen Polen und ihrer Wechselwirkung nach dem COULOMBSchen Gesetze in allgemeinerer Weise entwickeln, und das Resultat der Untersuchung ist folgendes.

1. Richtung der von einem Magnete in die Ferne auf einen positiven Pol ausgeübten Kraft.

Gegeben sei der Mittelpunkt C des Magnetstabes und seine Achse, die Verbindungslinie vom Südpol zum Nordpol; gegeben der Punkt A , für welchen die Richtung der magnetischen Kraft bestimmt werden soll (Fig. 451). Wir ziehen die Linie CA und teilen sie in drei gleiche Teile; der C zunächst liegende Teilpunkt sei B ; ein in B auf AC errichtetes Lot treffe die magnetische Achse in D . Die Linie DA gibt dann die Richtung der auf A ausgeübten Kraft, beziehungsweise der durch diesen Punkt hindurchgehenden Kraftlinie.

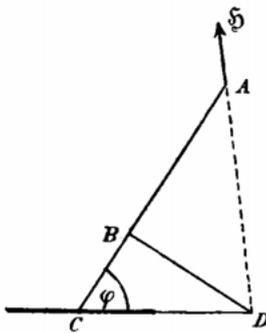


Fig. 451.

Wir können die angegebene Konstruktion weiter verwerten, um die den Magnet umgebenden Kraftlinien zu zeichnen.

Zu diesem Zwecke nehmen wir auf der Richtung DA in der Nähe von A einen zweiten Punkt A' und bestimmen durch Wiederholung der Konstruktion die Richtung der auf ihn ausgeübten Kraft. Setzen wir die Operation in derselben Weise fort, so erhalten wir Schritt für Schritt die aufeinanderfolgenden Elemente der durch A gehenden Kraftlinie. Besonders bemerkenswert ist, daß die Konstruktion von der Lage der einzelnen Magnetpole gar keinen Gebrauch macht; sie setzt nur die Kenntnis der magnetischen Achse voraus, aber sie gibt den Verlauf der Kraftlinien auch nur in großer Entfernung von dem wirkenden Stabe richtig wieder; sobald wir uns seiner Oberfläche über eine gewisse Grenze hinaus nähern, tritt die in § 366 geschilderte Beziehung auf die Pole zutage.

2. Größe der von einem Magnete in die Ferne ausgeübten magnetischen Kraft.

Für die Größe der von dem Magnete auf einen positiven magnetischen Pol von der Stärke 1 an der Stelle A ausgeübten Kraft ergibt sich der Ausdruck:

$$\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{M}}{R^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \varphi}.$$

Hier bezeichnet \mathfrak{M} das magnetische Moment des Magnets, R die Entfernung AC seines Mittelpunktes von dem Pole A , φ den Winkel der magnetischen Achse mit der Entfernung R . Auch diese Kraft hängt nur ab von dem Momente \mathfrak{M} , nicht von den einzelnen Polen. Der Wert von \mathfrak{S} gibt ein Maß für die Stärke des Magnetfeldes an der Stelle A ; man bezeichnet daher \mathfrak{S} geradezu als Feldstärke.

Mit Rücksicht auf spätere Untersuchungen heben wir ausdrücklich hervor, daß die von Magneten ausgeübten Kräfte von dem sie umgebenden Mittel abhängig sind. Der im vorhergehenden für die Feldstärke angegebene Ausdruck beruht auf der Annahme, daß das Feld des Magneten von Luft erfüllt ist.

3. Direktionskraft eines festliegenden Magnets auf eine drehbare Magnetnadel.

In dem Punkte A denken wir uns eine Hilfsnadel aufgestellt, von der Polstärke μ' , der Poldistanz $2\lambda'$. Die Dimensionen der Nadel seien so klein, daß die auf Nord- und Südpol ausgeübten Kräfte parallel und gleich groß sind. Es wird dann auf die Nadel eine Direktionskraft ausgeübt, welche gegeben ist durch:

$$2\lambda' \mu' \mathfrak{S} \quad \text{oder} \quad \frac{\mathfrak{M}' \mathfrak{M}}{R^3} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \varphi},$$

einen Ausdruck, der wieder nur die magnetischen Momente enthält. Gegenstand der Beobachtung und Messung kann nun nur sein: 1. die Richtung der magnetischen Kraft, wie sie bei Entfernung aller störenden Einflüsse durch die Richtung einer in A befindlichen Nadel gegeben wird; 2. die Größe der von der Hauptnadel auf die Hilfsnadel ausgeübten Direktionskraft. Die auf einen einzelnen Magnetpol ausgeübte Wirkung

dagegen kann nicht unmittelbar beobachtet werden, da dem einzelnen Pole keine reale Existenz, sondern nur die Bedeutung einer idealen Hilfsvorstellung zukommt.

Die in § 381 für Richtung und Größe der ausgeübten Direktionskräfte gefundenen und durch die GAUSSschen Versuche bestätigten Resultate erweisen sich als spezielle Fälle der in diesem Paragraphen gegebenen allgemeinen Gesetze. Es haben also auch diese durch eine Prüfung in speziellen Fällen ihre experimentelle Bestätigung gefunden.

§ 383. Stabmagnetismus und Horizontalintensität in absolutem Maße. Wir haben in § 380 gesehen, daß die Bestimmung der Schwingungsdauer eines Magnetstabes zu der Kenntnis des Produktes aus Stabmagnetismus und Horizontalintensität führt:

$$\mathfrak{M} H = A.$$

Benützen wir nun denselben Stab als Hauptnadel, und messen wir den Winkel φ_1 , um welchen er in der ersten Hauptlage eine kleine Hilfsnadel aus dem magnetischen Meridiane ablenkt, so ist nach § 381:

$$\frac{\mathfrak{M}}{H} = \frac{1}{2} l^3 \varphi_1.$$

Die Kombination dieser Beobachtungen führt zu der gesonderten Bestimmung von \mathfrak{M} und H auf Grund von Längen-, Massen- und Zeitmessungen, d. h. in absolutem Maße. Aus den in § 381 mitgeteilten GAUSSschen Beobachtungen hatte sich ergeben:

$$\frac{\mathfrak{M}}{H} = 43120.$$

GAUSS hat nun denselben Stab, mit Hilfe dessen er die angegebenen Ablenkungen erzeugte, auch schwingen lassen, und fand so:

$$\mathfrak{M} H = 1354.$$

Die Kombination der beiden Gleichungen gibt in Einheiten des cm·g·sec-Systems:

$$\mathfrak{M} = 7641 \text{ cm}^{\frac{5}{2}} \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ sec}^{-1},$$

$H = 0.1772 (\text{cm}^{-\frac{1}{2}} \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ sec}^{-1})$ nach der zweiten der folgenden Bemerkungen).

Wir fügen zu diesen Zahlen noch einige ergänzende Bemerkungen hinzu.

1. Unter spezifischem Magnetismus versteht man das magnetische Moment eines Stahl- oder Eisenstabes dividiert durch sein Volumen. In absolutem Maße hat hiernach der spezifische Magnetismus die Dimension: $\frac{\text{Magnetisches Moment}}{\text{Volumen}}$, oder mit Rücksicht auf § 379 $l^{-\frac{1}{2}} \cdot m^{\frac{1}{2}} \cdot t^{-1}$. Bei sehr gestreckten guten Stahlnadeln erreicht der spezifische Magnetismus den Wert $750 \text{ cm}^{-\frac{1}{2}} \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ sec}^{-1}$, d. h. auf 1 cm Stahl kommt das magnetische Moment 750. Der spezifische Magnetismus des Eisens ist größer

als der des Stahls, er erreicht bei Schmiedeeisen in einem sehr starken magnetischen Felde den Wert 1500. Auf 1 g Stahl kann man danach im Maximum ein magnetisches Moment von 100 Einheiten des absoluten cm·g·sec-Systems, auf 1 g Eisen ein solches von 200 Einheiten rechnen.

Beispielshalber möge der spezifische Magnetismus der auf S. 17 erwähnten Magnetstäbe berechnet werden. Die Poldistanz eines gestreckten Magnets kann man zu $\frac{5}{6}$ seiner Länge annehmen¹; bei einer Länge von 63 cm ergibt sich somit eine Poldistanz von 52·5 cm. Das magnetische Moment der Stäbe ist danach gleich $52·5 \times 594$, auf 1 g Stahl kommt ein Moment von 31·0 absoluten Einheiten und der spezifische Magnetismus wird gleich $240 \text{ cm}^{-\frac{1}{2}} \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ sec}^{-1}$, nicht ganz $\frac{1}{3}$ des maximalen Betrages.

2. Die Horizontalintensität wurde definiert als die horizontale Komponente der Kraft, welche vom Erdmagnetismus auf einen positiven Pol von der Stärke 1 ausgeübt wird. Im absoluten Maße (d. h. mit Benutzung der Dyne als der Einheit der Kraft) ist daher die Dimension der Horizontalintensität

$$[H] = \frac{\text{Kraft}}{\text{Magnetische Menge}} = t^{-\frac{1}{2}} \cdot m^{\frac{1}{2}} \cdot t^{-1},$$

beziehungsweise im cm·g·sec-System

$$[H] = \text{cm}^{-\frac{1}{2}} \text{ g}^{\frac{1}{2}} \text{ sec}^{-1}.$$

3. Unter ganzer Intensität des Erdmagnetismus an irgend einer Stelle der Erdoberfläche verstehen wir die ganze Kraft, welche der Erdmagnet daselbst auf einen Nordpol von der Stärke 1 ausübt. Ebenso messen wir die Intensität eines beliebigen Magnetfeldes durch die ganze in ihm auf einen Nordpol von der Stärke 1 ausgeübte Kraft.

Ein Magnetfeld besitzt die Intensität 1, wenn in ihm auf einen Einheitspol eine Kraft von 1 Dyne ausgeübt wird. Bei Zugrundelegung des cm·g·sec-Systems nennt man die so definierte Einheit „1 GAUSS“.

§ 384. Die magnetische Wage. An die vorhergehenden Bemerkungen schließen wir noch die Lösung einer Aufgabe, welche von Interesse ist, weil sie einen gewissen Vergleich zwischen den Wirkungen gestattet, die ein Stabmagnet von der Gravitation und von dem Erdmagnetismus erleidet. Die Aufgabe gibt zugleich ein Beispiel von der Anwendung unserer absoluten Maße bei numerischen Rechnungen. Ein Stahlstab (Fig. 452), dessen Nordpol *N*, dessen Südpol *S* sei, wird mit einer horizontalen Achse *D* versehen, so daß er wie ein Wagebalken in einer vertikalen Ebene auf und ab schwingen kann. Wir fragen, wie der Schwerpunkt *C*

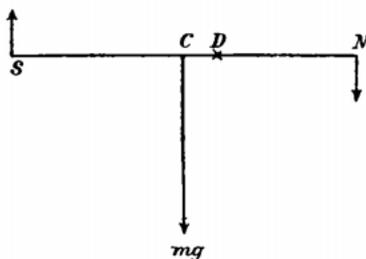


Fig. 452.

¹ E. RIECKE, WIED. ANN. 1879. Bd. 8. p. 318. F. KOHLRAUSCH, *ibid.* 1884. Bd. 22. p. 411.

des Magnets gegen den Drehungspunkt D liegen muß, damit die magnetische Achse NS horizontal steht. Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß der Stahlstab vollkommen homogen sei, so daß der Schwerpunkt C gerade in der Mitte von N und S liegt, auf dieselbe Linie bringen wir dann auch die Drehungsachse D . Stellen wir die letztere senkrecht zum magnetischen Meridiane, so schwingt der Magnet in der Meridianebene, und der Erdmagnetismus sucht den Nordpol nach unten, den Südpol nach oben zu ziehen. Soll die hierdurch bedingte Drehung des Stabes durch sein Gewicht aufgehoben, die Achse NS horizontal gestellt werden, so muß vor allem die Achse D auf der nördlichen Hälfte der Linie NS liegen, und wir erhalten also die in der Figur angenommenen Verhältnisse. Zerlegen wir die ganze Kraft des Erdmagnetismus in die horizontale Komponente H und die vertikale V , so kommt die Wirkung der ersteren nicht in Betracht; die letztere übt auf den Stab ein Drehungsmoment $\mathfrak{M} V$ aus, wo \mathfrak{M} das magnetische Moment bezeichnet. Ist andererseits m die Masse, also mg das Gewicht des Stabes, so ist das Drehungsmoment der Gravitation $mg \times DC$, und die Bedingung für das Gleichgewicht bei horizontaler Lage der Achse NS ist daher:

$$mg \times DC = \mathfrak{M} V,$$

oder

$$DC = \frac{\mathfrak{M}}{m} \cdot \frac{V}{g}.$$

$\frac{\mathfrak{M}}{m}$ ist nichts anderes als der Magnetismus der Masseneinheit, den wir nach § 383 gleich $100 \text{ cm}^{\frac{1}{2}} \cdot g^{-\frac{1}{2}} \cdot \text{sec}^{-1}$ setzen können; die Vertikalkomponente des Erdmagnetismus bildet die vertikale Kathete eines rechtwinkligen Dreiecks, dessen andere Kathete die Horizontalkomponente ist, und dessen Hypotenuse Richtung und Größe der ganzen erdmagnetischen Kraft darstellt. Der Winkel der letzteren gegen den Horizont ist aber nach § 357 näherungsweise gleich 66° , die Horizontalkomponente selbst näherungsweise gleich 0.2 ; man erhält somit $V = 0.2 \times \text{tang } 66^\circ = 0.45 \text{ cm}^{-\frac{1}{2}} g^{\frac{1}{2}} \text{ sec}^{-2}$; endlich ist g , die Beschleunigung der Schwere, gleich $981 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$. Mit diesen Werten wird also:

$$DC = 100 \times \frac{0.45}{981} = 0.046 \text{ cm}.$$

Es genügt somit eine Verschiebung des Schwerpunktes gegen den Drehungspunkt von noch nicht einem halben Millimeter, um die Neigung des Stabes gegen den Horizont aufzuheben.

Drittes Kapitel. Der Magnetismus der Erde.

§ 385. Die Elemente des Erdmagnetismus. „Zwei große Naturkräfte sind auf der Erde allerorten und in jedem Augenblicke gegenwärtig: die Schwere und die erdmagnetische Kraft. Die Wirkungen der

des Magnets gegen den Drehungspunkt D liegen muß, damit die magnetische Achse NS horizontal steht. Der Einfachheit halber nehmen wir an, daß der Stahlstab vollkommen homogen sei, so daß der Schwerpunkt C gerade in der Mitte von N und S liegt, auf dieselbe Linie bringen wir dann auch die Drehungsachse D . Stellen wir die letztere senkrecht zum magnetischen Meridiane, so schwingt der Magnet in der Meridianebene, und der Erdmagnetismus sucht den Nordpol nach unten, den Südpol nach oben zu ziehen. Soll die hierdurch bedingte Drehung des Stabes durch sein Gewicht aufgehoben, die Achse NS horizontal gestellt werden, so muß vor allem die Achse D auf der nördlichen Hälfte der Linie NS liegen, und wir erhalten also die in der Figur angenommenen Verhältnisse. Zerlegen wir die ganze Kraft des Erdmagnetismus in die horizontale Komponente H und die vertikale V , so kommt die Wirkung der ersteren nicht in Betracht; die letztere übt auf den Stab ein Drehungsmoment $\mathfrak{M} V$ aus, wo \mathfrak{M} das magnetische Moment bezeichnet. Ist andererseits m die Masse, also mg das Gewicht des Stabes, so ist das Drehungsmoment der Gravitation $mg \times DC$, und die Bedingung für das Gleichgewicht bei horizontaler Lage der Achse NS ist daher:

$$mg \times DC = \mathfrak{M} V,$$

oder

$$DC = \frac{\mathfrak{M}}{m} \cdot \frac{V}{g}.$$

$\frac{\mathfrak{M}}{m}$ ist nichts anderes als der Magnetismus der Masseneinheit, den wir nach § 383 gleich $100 \text{ cm}^{\frac{1}{2}} \cdot g^{-\frac{1}{2}} \cdot \text{sec}^{-1}$ setzen können; die Vertikalkomponente des Erdmagnetismus bildet die vertikale Kathete eines rechtwinkligen Dreiecks, dessen andere Kathete die Horizontalkomponente ist, und dessen Hypotenuse Richtung und Größe der ganzen erdmagnetischen Kraft darstellt. Der Winkel der letzteren gegen den Horizont ist aber nach § 357 näherungsweise gleich 66° , die Horizontalkomponente selbst näherungsweise gleich 0.2 ; man erhält somit $V = 0.2 \times \text{tang } 66^\circ = 0.45 \text{ cm}^{-\frac{1}{2}} g^{\frac{1}{2}} \text{ sec}^{-2}$; endlich ist g , die Beschleunigung der Schwere, gleich $981 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-2}$. Mit diesen Werten wird also:

$$DC = 100 \times \frac{0.45}{981} = 0.046 \text{ cm}.$$

Es genügt somit eine Verschiebung des Schwerpunktes gegen den Drehungspunkt von noch nicht einem halben Millimeter, um die Neigung des Stabes gegen den Horizont aufzuheben.

Drittes Kapitel. Der Magnetismus der Erde.

§ 385. Die Elemente des Erdmagnetismus. „Zwei große Naturkräfte sind auf der Erde allerorten und in jedem Augenblicke gegenwärtig: die Schwere und die erdmagnetische Kraft. Die Wirkungen der

Schwerkraft sehen wir auf jedem unserer Schritte uns begegnen. Die Wirkungen der erdmagnetischen Kraft fallen nicht von selbst in die Augen, sondern wollen gesucht sein: Jahrtausende vergingen, ohne daß man nur von der Existenz dieser Kraft wußte. Von der ersten Kraft werden alle Verhältnisse des physischen Lebens durchdrungen, von der anderen unmittelbar wenig oder gar nicht berührt.¹ In der Tat ist nur eine Wirkung des Erdmagnetismus schon im Anfange des 12. Jahrhunderts in beschränktem Kreise von praktischer Bedeutung geworden, die Einstellung einer mit einem Hütchen auf einer Spitze drehbaren Magnetnadel in eine bestimmte Richtung, den magnetischen Meridian. Der Kompaß des Schiffers hat dann auch bei den Arbeiten der Geodäten, insbesondere der Festlegung der Stollenrichtungen eines Bergwerkes durch den Markscheider Anwendung gefunden. Eine auf sicheren Prinzipien fußende wissenschaftliche Erforschung der erdmagnetischen Kraft begann erst im Jahre 1832 mit der berühmten Abhandlung von GAUSS: „*Intensitas vis magneticae terrestri ad mensuram absolutam revocata.*“ Einen kurzen Bericht über dieselbe wollen wir im folgenden geben.

An einer bestimmten Stelle der Erdoberfläche werden wir die erdmagnetische Kraft vollständig bestimmen durch Angabe dreier Größen. Ihre Richtung wird gegeben durch zwei Winkel: den Winkel des magnetischen Meridians gegen den astronomischen, welchen man den Deklinationswinkel nennt; den Winkel, unter welchem die erdmagnetische Kraft gegen den Horizont geneigt ist, den Inklinationswinkel. Die Größe der erdmagnetischen Kraft ist dann vollkommen bestimmt, wenn wir eine ihrer Komponenten kennen, und als solche wählen wir die horizontale Intensität.

Deklination, Inklination, Horizontalintensität nennt man die drei Elemente des Erdmagnetismus.

Die Deklination bestimmen wir nach § 378 mit Hilfe einer in horizontaler Ebene um ihren Mittelpunkt leicht drehbaren Magnetnadel; der Winkel, welchen ihre Achse mit dem astronomischen Meridiane bildet,

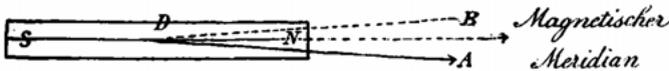


Fig. 453.

ist der Deklinationswinkel. Die Orientierung der Achse aber erkennen wir eben an ihrer Eigenschaft, unveränderlich in die Richtung des Meridians sich einzustellen. Wir verbinden zu diesem Zwecke mit der Nadel einen Zeiger DA , der mit der magnetischen Achse den Winkel ADN einschließt (Fig. 453). Legen wir die Nadel um, so daß die untere Seite nach oben kommt, so bleibt die Lage von DN unverändert, während der Zeiger durch seine Drehung um DN in die symmetrische Lage DB kommt. Die Richtung des magnetischen Meridians ist daher durch die Halbierungslinie

¹ GAUSS, Erdmagnetismus und Magnetometer. C. F. GAUSS' Werke. Bd. 5. p. 315.

des Winkels ADB gegeben. Um die Deklination zu erhalten, hat man außerdem noch die Richtung des astronomischen Meridians zu ermitteln.

Zur Bestimmung der Inklination bedienen wir uns einer Nadel, welche, ähnlich wie die in § 384 betrachtete, um eine horizontale, zu der Meridianebene senkrechte Achse leicht drehbar ist. Sorgt man dafür, daß der Schwerpunkt der Nadel auf das genaueste mit der Drehungsachse zusammenfällt, so gibt die Neigung der magnetischen Achse gegen die Horizontale den Inklinationswinkel. Das zu der Ausführung der Messung dienende Instrument, das Inklinatorium, ist durch Figur 454 dargestellt.

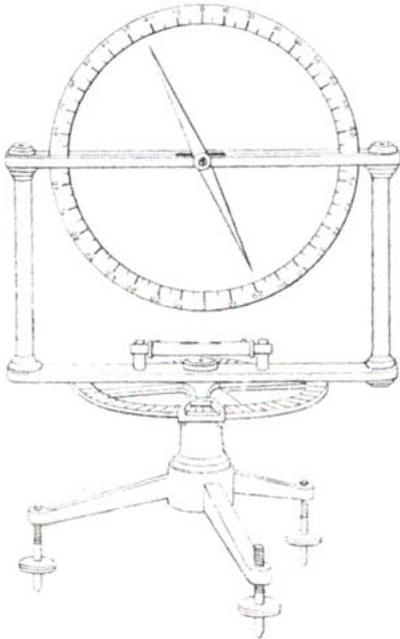


Fig. 454. Inklinatorium.

Die horizontale Intensität ist in § 383 gegeben. Wir lassen eine Magnetnadel, die „Hauptnadel“, in horizontaler Ebene schwingen. Aus Schwingungsdauer und Trägheitsmoment ergibt sich das Produkt aus Horizontalintensität und Stabmagnetismus.

$$\mathfrak{M} H = \frac{\pi^2}{t^2} \cdot \text{Trägheitsmoment} = A.$$

Dieselbe Nadel benützen wir in der ersten Hauptlage zu der Ablenkung einer „Hilfsnadel“ aus der Entfernung

$$\frac{\mathfrak{M}}{H} = \frac{1}{2} R^3 \operatorname{tg} \varphi = B.$$

(Die in § 381 benützte Formel folgt hieraus, sobald φ sehr klein ist.)

Die Kombination beider Gleichungen gibt den Wert der Horizontalintensität:

$$H = \sqrt{\frac{A}{B}}.$$

Die Beobachtung zeigt nun, daß die Elemente des Erdmagnetismus von Ort zu Ort variieren; eine Übersicht über die Ausbeute der an verschiedenen Stellen der Erdoberfläche angestellten Beobachtungen erhält man, wenn man die Orte gleicher Deklination durch die „isogonischen“, die Orte gleicher Inklination durch die „isoklinischen“, die Orte gleicher Intensität durch die „isodynamischen“ Linien verbindet. Es ist begreiflich, daß man am frühzeitigsten mit dem Systeme der Iso-

gonen bekannt wurde, da dieses für den Seefahrer eine große praktische Bedeutung besitzt. Es zeigt sich aber, daß die Gestalt und Lage der Isogonen bedeutenden zeitlichen Änderungen unterworfen ist; die Linien auf HALLEYS Deklinationskarte weichen sehr stark von der gegenwärtigen Lage der Isogonen ab; dasselbe gilt von den beiden anderen Liniensystemen, wenn wir auch ihre Veränderungen nicht durch einen so langen Zeitraum zu verfolgen vermögen. Würde es nun auch möglich sein, auf dem Wege der Beobachtung zu einer vollständigen Kenntnis der drei Liniensysteme wenigstens für eine bestimmte Epoche zu gelangen, so würde das wissenschaftliche Interesse damit doch ebensowenig erschöpft sein, als das Interesse der Astronomie durch die KEPLERSche Bestimmung der Planetenbahn befriedigt war. Es erhebt sich die Aufgabe, die verwickelten Erscheinungen einem einheitlichen Prinzip zu unterwerfen, welches dann gestattet, die erdmagnetischen Wirkungen auch für solche Stellen der Erdoberfläche im voraus zu berechnen, welche der Beobachtung bisher unzugänglich waren.

§ 386. **Hypothese eines Zentralmagnets.** Die einfachste Hypothese, die man über die Ursache der erdmagnetischen Wirkungen machen kann, ist, im Mittelpunkte der Erde nur einen einzigen Magnet anzunehmen. Zu der Bestimmung seiner Lage und seines magnetischen Momentes reicht dann die Bestimmung der Elemente des Erdmagnetismus an einer einzigen Stelle der Erdoberfläche aus. In der Tat, es sei A (Fig. 455) der Beobachtungsort, als welchen wir Göttingen wählen; der Kreis repräsentiere die Ebene des durch A und den Erdmittelpunkt C hindurchgehenden magnetischen Meridians; eine in A an ihn gelegte Tangente repräsentiert den Horizont von Göttingen; ziehen wir eine Linie AD , welche gegen den Horizont nach Norden zu unter einem Winkel von 66° geneigt ist, so stellt diese die Richtung der erdmagnetischen Kraft dar. Um nun die Richtung der Achse für den sie erzeugenden Zentralmagnet zu erhalten, teilen wir, entsprechend der in § 382 enthaltenen Regel, AC in drei gleiche Teile, errichten in dem C zunächstliegenden Teilpunkte ein Lot bis zu seinem Schnittpunkte D mit der Richtung der Inklination. Die Richtung der magnetischen Achse ist dann gegeben durch die Verbindungslinie CD .

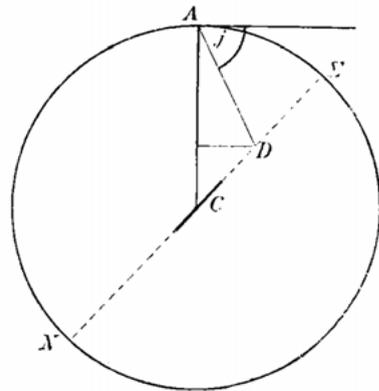


Fig. 455.

Zwischen dem Winkel φ , welchen CD mit der Richtung des Erdhalbmessers $CA = R$ einschließt, und der Inklination j besteht die Gleichung:

$$\tan \varphi \times \tan j = 2.$$

Die gesamte Intensität der erdmagnetischen Kraft in A ist nach § 382 gegeben durch

$$\mathfrak{S} = \frac{\mathfrak{M}}{R^2} \sqrt{1 + 3 \cos^2 \varphi},$$

ihre horizontale Komponente durch

$$H = \mathfrak{S} \cos j.$$

Setzt man für \mathfrak{S} seinen Wert und drückt man gleichzeitig $\cos j$ durch den Winkel φ aus, so kommt man zu der Gleichung:

$$\mathfrak{M} = \frac{HR^2}{\sin \varphi},$$

aus welcher das magnetische Moment des Zentralmagnets berechnet werden kann.

Mit $j = 66^\circ$ findet man $\varphi = 41.7^\circ$, und mit $H = 0.189$:

$$\mathfrak{M} = 0.284 \times R^3,$$

wo R in Zentimetern auszudrücken ist, um \mathfrak{M} in Einheiten des cm.g.-sec-Systems zu erhalten. Der gefundene Wert weicht von dem genauen, später (in § 392) anzugebenden nicht übermäßig ab.

Da der positive Pol einer drehbar aufgehängten Nadel vom Erdmagnetismus nach Norden gezogen wird, so muß der Zentralmagnet umgekehrt seinen negativen oder südmagnetischen Pol der nördlichen Halbkugel zuwenden. Verlängern wir seine Achse CD , so schneidet sie die Oberfläche der Erde in einem Punkte Σ der nördlichen, einem diametral gegenüberliegenden N der südlichen Halbkugel. In diesen beiden Punkten müßte die Magnetnadel sich senkrecht zu der Erdoberfläche stellen, sie würden die sogenannten magnetischen Pole der Erde repräsentieren; alle Punkte der Parallelkreise, deren Ebenen zu der Achse des Zentralmagnets senkrecht stehen, müßten die gleiche Inklination besitzen, d. h. die Isoklinen müßten durch ein System von Parallelkreisen dargestellt sein. Zugleich müßten die Isogonen mit dem zugehörigen Meridiankreisen zusammenfallen.

Von diesen Folgerungen wird durch die Erfahrung keine bestätigt; die magnetischen Pole, die Punkte, in welchem die horizontale Komponente des Erdmagnetismus verschwindet, liegen nicht an den Stellen N und Σ unserer Zeichnung, die Isoklinen sind keineswegs durch ein System von Parallelkreisen, die Isogonen nicht durch die Meridiane gegeben.

Man hat die Sache zu verbessern gesucht, indem man dem Magnet, den man als die Ursache der erdmagnetischen Kräfte ansah, eine exzentrische Lage im Innern des Erdkörpers gab. Da auch hierdurch keine große Verbesserung erreicht wurde, so versuchte man die Hypothese zweier Magnete von verschiedener Lage und Größe im Erdinnern, aber wiederum ohne zu einer irgendwie genügenden Übereinstimmung mit den Beobachtungen zu gelangen. Man kann nicht umhin, hieraus den

Schluß zu ziehen, daß die Verteilung des Magnetismus im Innern der Erde überhaupt nicht derart ist, daß sie sich durch eine Konzentrierung in einen oder ein paar Magnete ersetzen ließe, und man wird also dazu gedrängt, eine Theorie des Erdmagnetismus zu suchen, welche unabhängig ist von jeder speziellen Annahme über die Verteilung des Magnetismus im Erdinnern.

§ 387. GAUSS' allgemeine Theorie des Erdmagnetismus. Der Vorteil, welcher mit der Annahme eines oder mehrerer kleiner Magnete im Innern der Erde verbunden ist, besteht in der Möglichkeit einer unmittelbaren Anwendung des von uns für die Fernwirkung eines Magnets gefundenen Gesetzes. Wenn wir uns aber das ganze Innere der Erde mit irgendwie verteilten magnetischen Massen erfüllt denken, so fällt diese Möglichkeit fort, denn die Punkte der Erdoberfläche verhalten sich dann ganz so wie Punkte, die unmittelbar an der Oberfläche eines Magnets gelegen sind. Man gewinnt aber jene Möglichkeit wieder, wenn man die Erde zerlegt in lauter Volumelemente, deren Größe so gewählt ist, daß alle als klein betrachtet werden können, gegenüber ihrer Entfernung von dem betrachteten Punkte der Erdoberfläche. Dann kann man die Wirkung jedes einzelnen Volumelementes berechnen mit Hilfe des für die Fernwirkung gefundenen Gesetzes. Die von dem ganzen Erdmagnet ausgeübte Kraft ergibt sich als Resultante aus all jenen elementaren Wirkungen; sie wird also abhängen einmal von dem allgemeinen Gesetze der Fernwirkung, sodann von der individuellen Beschaffenheit aller einzelnen Elementarmagnete, d. h. von der speziellen Verteilung des Magnetismus im Innern der Erde. Zwischen den Wirkungen des Erdmagnetismus an verschiedenen Stellen der Erdoberfläche muß ein Zusammenhang bestehen, welcher ihrer gemeinsamen Ursache entspringt. Nun ergibt sich, daß jener Zusammenhang nur abhängig ist von den allgemeinen Gesetzen der Fernwirkung, während natürlich jede einzelne Wirkung außerdem noch von der Individualität der einzelnen Elementarmagnete abhängig ist. Hiernach zerfallen die Gesetze der erdmagnetischen Wirkungen in zwei Klassen:

1. Solche, welche abhängen von dem Gesetze der Fernwirkung und von der Individualität des Erdmagnets.
2. Solche, welche nur von dem allgemeinen Gesetze der Fernwirkung abhängen.

Die Gesetze der zweiten Art hat GAUSS die allgemeinen Gesetze des Erdmagnetismus genannt; sie bilden den Schlüssel zu einer wirklichen Kenntnis des Erdmagnets.

Die wichtigsten Resultate, zu denen die allgemeine Theorie geführt hat, werden wir in den folgenden Paragraphen anführen.

§ 388. Gesetz der Potentiallinien. Wir wollen an irgend einem Punkte *A* der Erdoberfläche die Deklination beobachten, hierauf senkrecht zu ihrer Richtung zu einem benachbarten Punkte *B* fortschreiten, dort wieder die Deklination bestimmen, abermals an der Oberfläche der Erde

ein zu der neuen Deklinationsrichtung senkrecht Linienelement BC ziehen, usf. Setzen wir dieses Verfahren weiter und weiter fort, so erhalten wir eine über die Oberfläche der Erde sich hinziehende Linie, und es zeigt sich, daß wir auf unserem Wege schließlich an den Ausgangspunkt zurückkommen, d. h. daß jene Linie eine geschlossene, die Erdkugel einmal umlaufende, ist. Indem wir dasselbe Verfahren, von anderen Punkten ausgehend, wiederholen, bedecken wir die Erdoberfläche mit einem System von Linien, den sogenannten Potentiallinien, die überall senkrecht zur Deklinationsrichtung stehen. Die Potentiallinien können sich nirgends durchkreuzen, denn sonst würde ja an der Kreuzungsstelle die Deklination gleichzeitig zwei verschiedene Werte haben. In der Nähe des Äquators folgen die Potentiallinien bis zu einem gewissen Grade den Parallelkreisen, indem sie in Form von Wellen mit langem Berg und Tal an ihnen hinlaufen. Sie ziehen sich schließlich in Ovale zusammen, welche zwei auf der nördlichen und südlichen Halbkugel liegende Punkte umgeben. Es sind dies die Punkte, in denen die horizontale magnetische Kraft verschwindet, die Inklination also gleich 90° wird, die magnetische Pole der Erde. Die horizontale Intensität der erdmagnetischen Kraft ist um so größer, je kleiner an der betreffenden Stelle der Erdoberfläche der Abstand zweier benachbarter Potentiallinien ist. So ersetzt also das System der Potentiallinien die Isogonen und die Isodynamen, und gibt zugleich eine viel anschaulichere Darstellung der Verhältnisse als jene.

§ 389. **Gesetz der Äquivalenz.** Von großem Interesse ist noch ein zweites Resultat der GAUSSschen Theorie. Nach ihr ist es nicht möglich, aus den Wirkungen auf den umgebenden Raum eine Kenntnis von der wahren Verteilung des Magnetismus im Erdinnern abzuleiten. Man kann nur eine Verteilung positiver und negativer magnetischer Massen an der Oberfläche der Erde angeben, welche auf jeden Punkt des umgebenden Raumes genau die Wirkung ausübt, wie die unbekanntere Verteilung im Innern. Wir bezeichnen diese fingierte Oberflächenschicht als die ideale Verteilung des Erdmagnetismus. Sie ist in ihrer Wirkung auf den umgebenden Raum mit der wahren Verteilung äquivalent.

§ 390. **Die Liniensumme der magnetischen Kraft.** Aus der Annahme, daß die magnetischen Wirkungen an der Oberfläche der Erde von einer Verteilung magnetischer Massen in ihrem Innern herrühren, hat GAUSS einen Satz abgeleitet, der in den neueren Untersuchungen über den Erdmagnetismus eine bedeutende Rolle spielt. An der Oberfläche der Erde ziehen wir ein geschlossenes Polygon $A_1, A_2, A_3 \dots$, dessen Seiten von Bogen größter Kreise gebildet werden. Die Längen der Seiten werden so klein genommen, daß der Wert der horizontalen Intensität des Erdmagnetismus von einer Seite zur anderen sich nur wenig ändert. Die Werte, welche die horizontale Intensität in den Mitten der aufeinander folgenden Seiten besitzt, seien $H_{12}, H_{23}, H_{34} \dots$. Ziehen wir ferner durch die Mitte jeder Seite die Richtung des magne-

tischen Meridians, so seien die Winkel zwischen den Seiten und den entsprechenden Meridianen gleich $\varphi_{12}, \varphi_{23}, \varphi_{34} \dots$. Dabei ist auf dem Umfange des Polygons eine bestimmte Umlaufsrichtung festzusetzen, und ist die Richtung der Seiten in Übereinstimmung damit zu wählen. Unter diesen Voraussetzungen hat nun die über alle Seiten des Polygons zu erstreckende Summe

$$H_{12} \cos \varphi_{12} \times A_1 A_2 + H_{23} \cos \varphi_{23} + A_2 A_3 \times H_{34} \cos \varphi_{34} \times A_3 A_4 + \dots,$$

die Liniensumme der magnetischen Kraft, den Wert Null.

Die Richtigkeit des Satzes hat GAUSS an dem Beispiele des von den Orten Göttingen (A_1), Mailand (A_2), Paris (A_3) gebildeten Dreiecks geprüft. Bei der dazu nötigen Berechnung wird die Erde als eine Kugel betrachtet. Zieht man dann die Radien nach den drei betrachteten Orten, so kann man ihre Entfernungen auf der Oberfläche der Erde durch die entsprechenden Zentriwinkel messen. Man erhält so:

$$A_1 A_2 = 6.0889^\circ, \quad A_2 A_3 = 5.7300^\circ, \quad A_3 A_1 = 5.5344^\circ.$$

Andererseits sind die Werte der Horizontalintensität H und der Deklination δ an den drei Orten:

$$\begin{array}{ll} A_1 \text{ (Göttingen):} & H_1 = 0.17813 \quad \delta_1 = 18.63^\circ \\ A_2 \text{ (Mailand):} & H_2 = 0.19949 \quad \delta_2 = 18.55^\circ \\ A_3 \text{ (Paris):} & H_3 = 0.18101 \quad \delta_3 = 22.07^\circ. \end{array}$$

Nehmen wir nun die Linie $A_1 A_2$, so hat die Horizontalkomponente in dem einen Endpunkte den Wert H_1 , in dem anderen den Wert H_2 . Ferner ergibt sich aus der geographischen Lage von Göttingen und von Mailand, daß der Winkel φ_{12} in A_1 den Wert 156.18° , in A_2 den Wert 156.86° , besitzt. Im Mittel kann man daher für die Seite $A_1 A_2$ setzen:

$$H_{12} \cos \varphi_{12} = \frac{1}{2} \{H_1 \cos 156.18^\circ + H_2 \cos 156.86^\circ\}.$$

Berechnet man in analoger Weise die Mittelwerte für die Seiten $A_2 A_3$ und $A_3 A_1$, so muß nach dem GAUSSschen Satze die Beziehung bestehen:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \{H_1 \cos 156.18^\circ + H_2 \cos 156.86^\circ\} \times A_1 A_2 \\ & + \frac{1}{2} \{H_2 \cos 32.66^\circ + H_3 \cos 34.13^\circ\} \times A_2 A_3 \\ & + \frac{1}{2} \{H_3 \cos 80.41^\circ + H_1 \cos 82.80^\circ\} \times A_3 A_1 = 0, \end{aligned}$$

oder

$$\begin{aligned} & H_1 \{A_1 A_2 \times \cos 156.18^\circ + A_3 A_1 \times \cos 82.80^\circ\} \\ & + H_2 \{A_2 A_3 \times \cos 32.66^\circ + A_1 A_2 \times \cos 156.86^\circ\} \\ & + H_3 \{A_3 A_1 \times \cos 80.41^\circ + A_2 A_3 \times \cos 34.13^\circ\} = 0. \end{aligned}$$

Setzen wir in dieser letzten Gleichung für die Seiten $A_1 A_2, A_2 A_3, A_3 A_1$ die oben angegebenen Werte, so gibt die Ausführung der Rechnung

$$4.8767 H_1 + 0.7705 H_2 - 5.6607 H_3 = 0.$$

Man kann die Gleichung benutzen, um aus den beobachteten Werten der Horizontalintensität in Göttingen und in Mailand ihren Wert für Paris zu berechnen; es ergibt sich so:

$$H_3 \text{ (berechnet)} = 0.18063.$$

Die nahe Übereinstimmung mit dem beobachteten Werte $H_3 = 0.18101$ bildet einen Beweis für die Gültigkeit des GAUSSschen Satzes.

§ 391. Spezielle Ergebnisse. Magnetische Achse, magnetische Pole der Erde. GAUSS hat aus den vorliegenden Beobachtungen die ideale Verteilung des Erdmagnetismus berechnet. Ihre Kenntnis setzt uns in den Stand, für jeden Punkt der Erdoberfläche die magnetischen Elemente a priori zu berechnen, wenn auch auf Grund von ziemlich komplizierten Formeln. Sie führt damit auch zu einer vollständigen Kenntnis der Potentiallinien, die auf Grund der Beobachtungen allein nur bruchstückweise gezeichnet werden können. Die Figuren 456 und 457 geben die von GAUSS auf Grund seiner Theorie entworfenen Zeichnungen der Potentiallinien wieder. In großen Entfernungen von der Erde, z. B. in der Entfernung des Mondes, müssen aber die für die Nahewirkung geltenden Gesetze wieder übergehen in das Gesetz der Fernwirkung, wie es in § 380 ausgesprochen wurde. Die Nahewirkungen hängen ab von der idealen Verteilung des Erdmagnetismus, die Fernwirkungen nur von magnetischer Achse und magnetischem Moment; vermöge des Zusammenhanges der Wirkungen muß es möglich sein, die beiden letzteren Elemente aus der idealen Verteilung zu bestimmen. Besitzen sie auch für die Wirkungen an der Erdoberfläche keine maßgebende Bedeutung, so charakterisieren sie doch die magnetische Natur der Erde im großen und sind von unmittelbarer praktischer Bedeutung in allen Fragen der Fernwirkung. Wenn es sich beispielsweise darum handelt, die magnetische Wirkung der Erde auf den Mond zu berechnen, so können wir auf einem Durchmesser der Erde zwei entgegengesetzte magnetische Pole annehmen von der Stärke M und der Distanz $2L$, den negativen Pol in der nördlichen, den positiven in der südlichen Halbkugel. Die Fernwirkung hängt dann nur ab von dem Produkt $2LM = \mathfrak{M}$, von dem magnetischen Moment. Die Lage der Pole bleibt willkürlich; man kann sie voneinander entfernen oder einander nähern, wenn man nur ihre Stärke dementsprechend ändert. Wenn man aber von den magnetischen Polen der Erde spricht, so meint man nicht diese fingierten, auf der magnetischen Achse liegenden Punkte, sondern die schon erwähnten, von ovalen Potentiallinien umschlossenen Punkte der nördlichen und südlichen Halbkugel, in denen die horizontale Intensität verschwindet. Es ist wichtig, diesen Sprachgebrauch zu merken; denn wir verstehen unter dem Pol eines Stabmagnets tatsächlich etwas ganz anderes, als unter einem magnetischen Pol der Erde. Dies wird auch durch die numerischen Resultate, zu welchen GAUSS bei seiner Rechnung gelangt ist, erläutert.

Die Plätze der beiden magnetischen Pole der Erde sind:¹

1. in $73^{\circ}35'$ nördlicher Breite, $264^{\circ}21'$ Länge östlich von Greenwich.
2. $72^{\circ}35'$ südlicher Breite, $152^{\circ}30'$ Länge.

Potentiallinien des Erdmagnetismus.

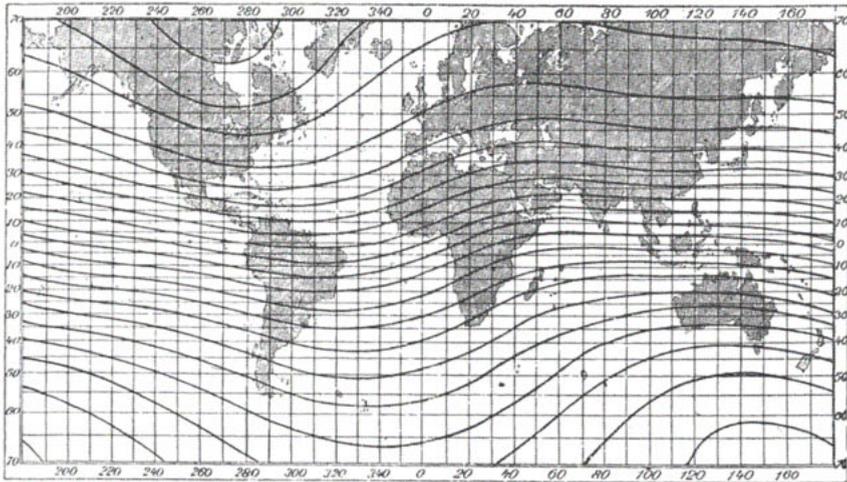


Fig. 456.

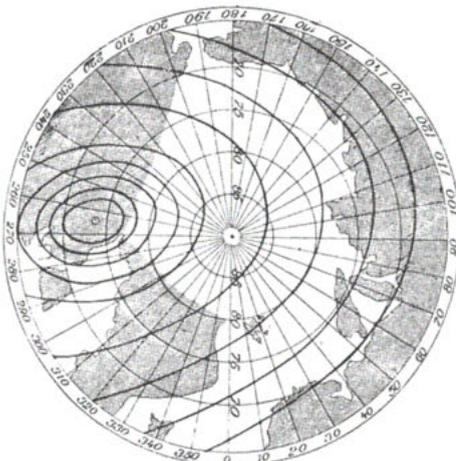


Fig. 457a.

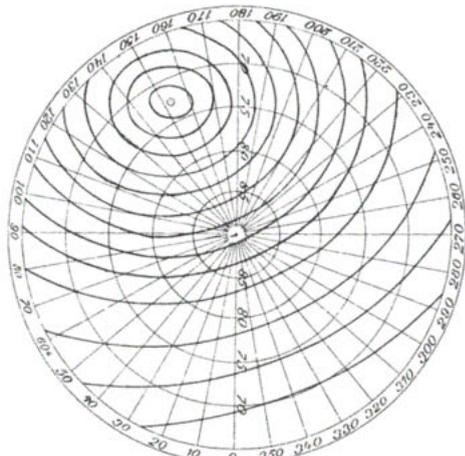


Fig. 457b.

Der erste der beiden Punkte ist von Ross wirklich beobachtet worden, liegt aber nach ihm um $3^{\circ}30'$ südlicher, als die Rechnung angab.

¹ GAUSS, Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus. C. F. GAUSS' Werke. Bd. 5. p. 163.

Die Richtung der magnetischen Achse findet sich parallel mit dem Erddurchmesser von $77^{\circ}50'$ nördlicher Breite, $296^{\circ}29'$ Länge, nach $77^{\circ}50'$ südlicher Breite und $116^{\circ}29'$ Länge.¹

§ 392. Das magnetische Moment der Erde. Für das magnetische Moment der Erde fand GAUSS den Wert:

$$\mathfrak{M} = 0.331 \times R^3,$$

wo R , wie in § 386, den Halbmesser der Erde bezeichnet. Eine von ERMAN und PETERSEN² auf Grund eines zahlreicheren Beobachtungsmaterials ausgeführte Rechnung ergab für das Jahr 1829 den nur wenig abweichenden Wert:

$$\mathfrak{M} = 0.327 \times R^3.$$

Wäre der Magnetismus durch das ganze Innere der Erde gleichmäßig verteilt, so würde hiernach auf 1 ccm ein magnetisches Moment von 0.078 unserer absoluten cm·g·sec-Einheiten kommen. Andererseits ist der spezifische Magnetismus eines guten Stahlmagnets nach § 381 gleich 750 Einheiten. Im großen und ganzen verhält sich die Erde so, als ob der 10000ste Teil davon aus magnetisiertem Stahle bestände, d. h. so, als ob in jedem Kubikzentimeter ein kleiner Stahlmagnet von 0.1 cmm Rauminhalt, oder in jedem Kubikmeter ein solcher von 100 ccm Inhalt vorhanden wäre, stark magnetisch und mit seiner Achse parallel mit der magnetischen Achse der Erde gerichtet.

§ 393. Die Variationen des Erdmagnetismus. Wir haben schon davon gesprochen, daß die Bestimmungstücke der erdmagnetischen Kraft, Deklination, Inklination und horizontale Intensität fortwährende Veränderungen erleiden; es sind dies regelmäßig periodische, nach den Tages- und Jahreszeiten wechselnde, säkulare, welche erst nach längeren Zwischenzeiten in die Augen fallen, und unregelmäßige, in sehr kurzen Zeitfristen wechselnde Schwankungen der Magnetnadel.

Die täglichen Schwankungen verhalten sich nach einer von FARADAY gemachten Bemerkung vom Morgen zum Abend gerade so, wie wenn sie durch zwei magnetische Pole erzeugt würden — einen Nordpol in der südlichen, einen Südpol in der nördlichen Halbkugel —, welche in der Atmosphäre der Erde der scheinbaren Bewegung der Sonne folgen.³ Um die Gesamtheit der Erscheinung, die Bewegung der Magnetnadel bei Tag und Nacht, zu erklären, müssen wir noch zwei Pole hinzunehmen, welche den FARADAYschen in der Atmosphäre nahe diametral gegenüber liegen, so daß bei Nacht über die nördliche Halbkugel ein Nordpol, über die südliche ein Südpol hinweggeht

¹ GAUSS, a. a. O. p. 164.

² ERMAN und PETERSEN, Die Grundlagen der GAUSSschen Theorie und die Erscheinungen des Erdmagnetismus im Jahre 1829. Berlin 1874. p. 29.

³ FARADAY, Experimental Researches in Electricity. § 33. Ser. 26. Atmospheric Magnetism. Ser. 27. Experimental inquiry into the laws of atmospheric magnetic action and their application to particular cases.

(Fig. 458). Es ist diese Bemerkung von besonderem Interesse, weil die Ursache der täglichen Variationen des Erdmagnetismus damit aus dem Innern der Erde heraus in die Atmosphäre verlegt wird. Auf die Möglichkeit, daß ein Teil der magnetischen Erscheinungen an der Erdoberfläche durch elektrische Bewegungen in der Atmosphäre erzeugt werden könnte, hat schon GAUSS aufmerksam gemacht; er hat gezeigt, wie man durch die Kombination der beobachteten Werte der horizontalen und der vertikalen Kräfte ein Mittel gewinnt, die außerhalb des Erdkörpers wirkenden Ursachen zu scheiden von denen, die ihren Sitz im Innern haben.

Dieses Mittel, angewandt auf die täglichen Variationen, hat in der Tat die Anschauung FARADAYS bestätigt. Unentschieden bleibt zunächst die Frage, welcher Art die magnetische Wirkung der Sonne auf die Atmosphäre der Erde ist; der Unterschied zwischen der magnetischen Leitfähigkeit der erwärmten und der abgekühlten Teile der Atmosphäre ist nicht groß genug, um die beobachteten Wirkungen zu erklären; qualitativ ist allerdings Übereinstimmung vorhanden, sofern die kältere Luft die besser leitende ist. Auf die Annahme, daß die täglichen Variationen des Erdmagnetismus durch elektrische Bewegungen in der Atmosphäre hervorgerufen werden, kommen wir an einer späteren Stelle (§ 498) zurück.

Die Größe der täglichen magnetischen Störungen ist einem periodischen Wechsel unterworfen, welcher mit der Periode der Sonnenflecken übereinstimmt. Auch hierin äußert sich die magnetische Beziehung zwischen Erde und Sonne, welche für uns noch so viel rätselvolles hat. Von Bedeutung für ihre weitere Erforschung ist die Tatsache, daß auch die Häufigkeit der Nordlichter dieselbe Periode besitzt, wie die der Sonnenflecken.

Die jährlichen Störungen, soweit sie wellenförmig die säkulare Änderung begleiten, müssen von der verschiedenen Stellung abhängen, welche die Sonne im Winter und im Sommer zu den beiden Halbkugeln der Erde einnimmt.

Der Unterschied zwischen der Deklination von morgens 8 Uhr und von nachmittags 1 Uhr ist nach Göttinger Beobachtungen am größten im April, am kleinsten im Dezember. Sein Betrag ändert sich aber von Jahr zu Jahr, wie sich aus der folgenden Zusammenstellung ergibt.

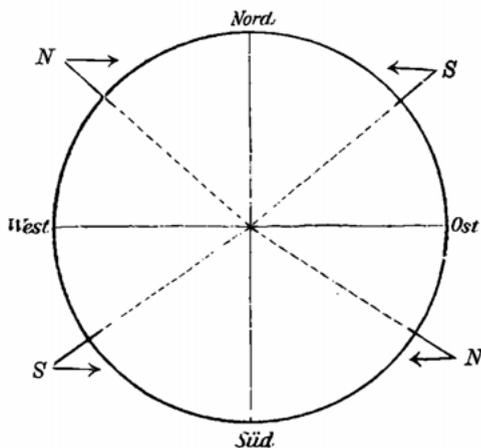
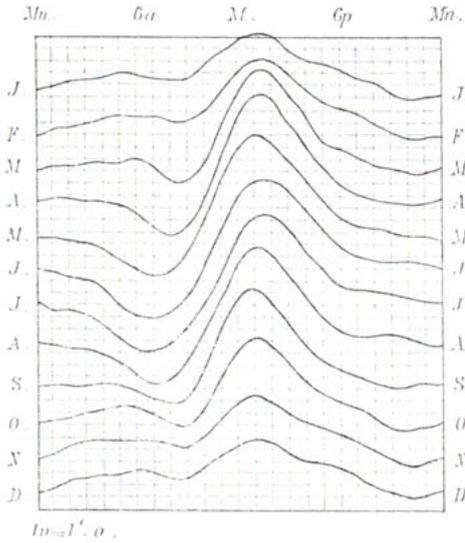


Fig. 458. Zur täglichen Variation.

Jahr	Unterschied zwischen den Göttinger Deklinationen von morgens 8 Uhr und nachmittags 1 Uhr im	
	April	Dezember
1837	18.88'	5.38'
1838	17.79'	4.75'
1839	18.99'	4.13'



459 a.
Täglicher Gang der Deklination.

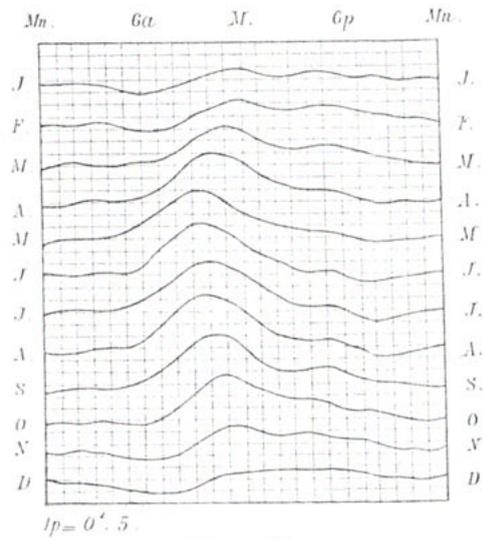


Fig. 459 b.
Täglicher Gang der Inklination.

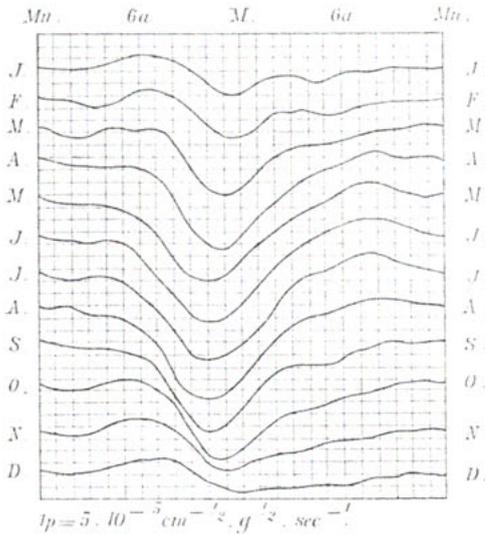


Fig. 459 c.
Täglicher Gang der Horizontalintensität.

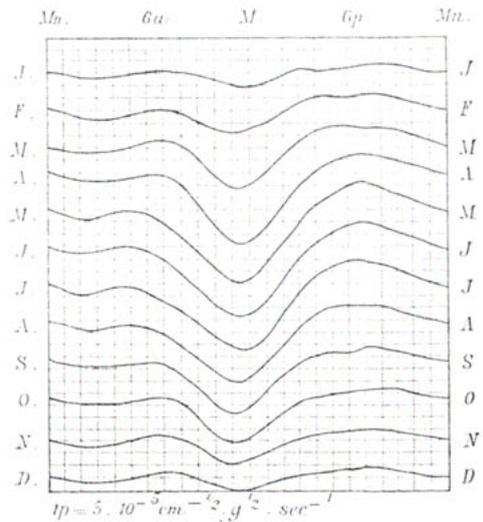


Fig. 459 d.
Täglicher Gang der Totalintensität.

Einen Überblick über den Verlauf der täglichen wie der jährlichen Variationen geben die Figuren 459. Sie beziehen sich auf die Resultate 10jähriger Beobachtungen in Potsdam, und zwar geben sie die täglichen Variationen der Deklination, der Inklination, der Horizontalintensität und der ganzen Intensität des Erdmagnetismus.¹

Die säkularen Störungen sind aus naheliegenden Gründen am ersten beobachtet worden bei der Deklination. Ihre Veränderungen in Paris und in London sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.²

Paris		London	
Jahr	Deklination	Jahr	Deklination
1541	- 7.5°		
1580	- 11.5°	1580	- 11.25°
1660	- 1.25°	1657	0.00°
1698	+ 7.67°	1698	+ 7.00°
1746	16.25°	1746	17.31°
1798	22.25°	1798	24.01°
1859	19.50°	1859	21.59°
1880	16.87°	1880	18.75°
1890	15.71°		

Hier entspricht dem negativen Vorzeichen des Deklinationswinkels eine östliche Abweichung. Es scheint aus diesen Zahlen hervorzugehen, daß auch die säkulare Variation einen periodischen Charakter besitzt.

Die säkularen Änderungen der Inklination und der horizontalen Intensität für Göttingen sind in den folgenden Tabellen zusammengestellt.

Zeit	Inklination
1805.95	69° 29.00'
1826.71	68° 29.43'
1837.50	67° 53.50'
1842.47	67° 39.65'
1852.60	67° 18.63'
1867.52	66° 47.43'
1881.47	66° 28.45'
1893.42	66° 17.08'

Zeit	Horizontalintensität (cm ^{-1/2} g ^{1/2} sec ⁻¹)
1834.54	0.177347
1840.69	0.178040
1853.57	0.180145
1869.63	0.183990
1880.64	0.186357
1893.42	0.188358

Auch hier ist ein periodischer Charakter der Änderungen wahrscheinlich.

Ein zusammenhängendes Bild von der säkularen Veränderung des Erdmagnetismus kann natürlich nur gewonnen werden auf Grund der GAUSSSchen Theorie. Es handelt sich dabei um die Änderung, welche

¹ LÜDELING, Phys. Zeitschr. III. Jahrg. 1901—1902. p. 203.

² FELGENTRAEGER, Die längste nachweisbare säkulare Periode der erdmagnetischen Elemente. Tl. I. Deklination. Inauguraldissertation. Göttingen 1892.

die ideale Verteilung des Erdmagnetismus erleidet. Ein anschauliches Bild von der Änderung der horizontalen Komponente über die ganze Oberfläche der Erde hin wird durch Konstruktion der Potentiallinien für bestimmte, durch längere Zeiträume getrennte Epochen erhalten. Die Figuren 456 und 457 beziehen sich auf das Jahr 1829; für das Jahr 1880 sind die Linien von v. QUINTUS ICILIUS gezeichnet worden.¹

Terminsbeobachtungen der Deklination.

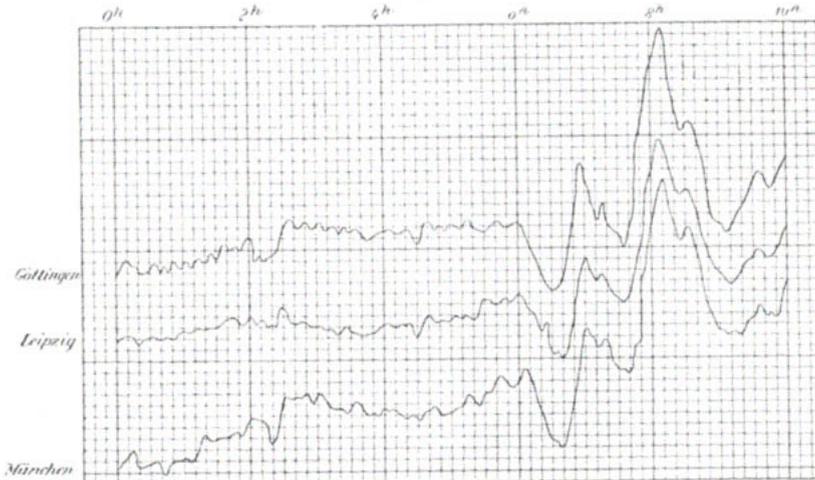


Fig. 460.

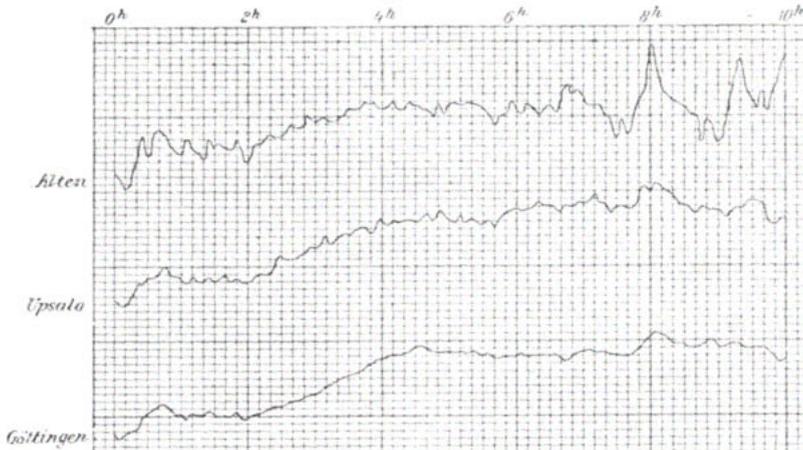


Fig. 461.

Die Untersuchung der unregelmäßigen Veränderungen war die Hauptaufgabe des von HUMBOLDT, GAUSS und WEBER begründeten

¹ QUINTUS ICILIUS, Der magnetische Zustand der Erde, nach den von der deutschen Seewarte herausgegebenen Karten für 1880 berechnet. Hamburg 1881.

magnetischen Vereins. Aus den gleichzeitig an verschiedenen Orten mit ähnlichen Apparaten ausgeführten Beobachtungen ergab sich, daß die an einem Orte beobachteten Schwankungen sich an anderen in vollkommenster Übereinstimmung, wenn auch mit veränderten Größenverhältnissen, wiederfinden. Nur an den im äußersten Norden liegenden Stationen zeigen die Variationen einen abweichenden Gang. Jedenfalls aber können die unregelmäßigen Störungen nicht lokalen Ursachen entspringen, vielmehr müssen große und fernhin wirkende Naturkräfte dabei im Spiele sein. Ein großer Teil der unregelmäßigen Störungen wird jedenfalls durch elektrische Vorgänge in der Atmosphäre der Erde erzeugt, wie denn die Nordlichterscheinungen in der Regel mit starken unregelmäßigen Schwankungen der magnetischen Kraft verbunden sind. Auch mit dem Auftreten von Sonnenflecken sind magnetische Störungen verbunden; man mag das in Zusammenhang bringen mit der Tatsache, daß in den Sonnenflecken magnetische Felder vorhanden sind, deren Kraftlinien parallel der Achse der Flecken verlaufen, deren Intensität bis zu 3000 Gauss geht. Die vorhergehenden Bemerkungen werden durch die Figuren 460 und 461 erläutert, welche die gleichzeitigen Änderungen der Deklination an den genannten Orten graphisch darstellen. Es ist dabei zu bemerken, daß Alten eine nördliche Breite von $69^{\circ} 58'$ besitzt. Bei Figur 460 entspricht jeder Teil des vertikalen, die Deklination angegebenden Maßstabes einer Winkeländerung von $0.71'$.¹

Viertes Kapitel.

Rückblick auf die Theorie der magnetischen Wechselwirkung.

§ 394. **Kraftlinien und magnetische Fernwirkung.** Wir haben bei unseren Untersuchungen über magnetische Wirkung zwei verschiedene Gedankenreihen verfolgt, von denen die eine an die Anschauung der magnetischen Kraftlinien, die andere an die Konzeption von den Polen und ihrer Fernwirkung sich anknüpfte. Es fragt sich, welche Beziehungen zwischen den beiden Gedankenkreisen bestehen.

Wir wollen darin erinnern, daß die Vorstellung der magnetischen Pole sich zuerst aus der Betrachtung der Kraftlinien entwickelt hat; nun aber sind uns in der Theorie der Fernwirkung die Pole, von denen wir ausgegangen waren, unter der Hand wieder entschlüpft; wir haben gefunden, daß alle Wirkungen, welche ein Magnet in größerer Ferne ausübt, nur abhängen von Richtung und Größe seines magnetischen Momentes, nicht von der Lage seiner Pole. Der Widerspruch, der hiernach zwischen den beiden Theorien entstanden ist, hebt sich in folgender Weise. Die von einem Magnet in der ersten Hauptlage ausgeübte Fernkraft ist nach § 381 gleich $\frac{2 \mathfrak{M}}{R^3}$; es gilt dieser Ausdruck

¹ Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins. Herausgegeben von GAUSS und WEBER. — Im Jahre 1838 (Termin vom 24. November 1838). Fig. 19. — Im Jahre 1839. Tafel IV.

magnetischen Vereins. Aus den gleichzeitig an verschiedenen Orten mit ähnlichen Apparaten ausgeführten Beobachtungen ergab sich, daß die an einem Orte beobachteten Schwankungen sich an anderen in vollkommenster Übereinstimmung, wenn auch mit veränderten Größenverhältnissen, wiederfinden. Nur an den im äußersten Norden liegenden Stationen zeigen die Variationen einen abweichenden Gang. Jedenfalls aber können die unregelmäßigen Störungen nicht lokalen Ursachen entspringen, vielmehr müssen große und fernhin wirkende Naturkräfte dabei im Spiele sein. Ein großer Teil der unregelmäßigen Störungen wird jedenfalls durch elektrische Vorgänge in der Atmosphäre der Erde erzeugt, wie denn die Nordlichterscheinungen in der Regel mit starken unregelmäßigen Schwankungen der magnetischen Kraft verbunden sind. Auch mit dem Auftreten von Sonnenflecken sind magnetische Störungen verbunden; man mag das in Zusammenhang bringen mit der Tatsache, daß in den Sonnenflecken magnetische Felder vorhanden sind, deren Kraftlinien parallel der Achse der Flecken verlaufen, deren Intensität bis zu 3000 Gauss geht. Die vorhergehenden Bemerkungen werden durch die Figuren 460 und 461 erläutert, welche die gleichzeitigen Änderungen der Deklination an den genannten Orten graphisch darstellen. Es ist dabei zu bemerken, daß Alten eine nördliche Breite von $69^{\circ} 58'$ besitzt. Bei Figur 460 entspricht jeder Teil des vertikalen, die Deklination angegebenden Maßstabes einer Winkeländerung von $0.71'$.¹

Viertes Kapitel.

Rückblick auf die Theorie der magnetischen Wechselwirkung.

§ 394. **Kraftlinien und magnetische Fernwirkung.** Wir haben bei unseren Untersuchungen über magnetische Wirkung zwei verschiedene Gedankenreihen verfolgt, von denen die eine an die Anschauung der magnetischen Kraftlinien, die andere an die Konzeption von den Polen und ihrer Fernwirkung sich anknüpfte. Es fragt sich, welche Beziehungen zwischen den beiden Gedankenkreisen bestehen.

Wir wollen darin erinnern, daß die Vorstellung der magnetischen Pole sich zuerst aus der Betrachtung der Kraftlinien entwickelt hat; nun aber sind uns in der Theorie der Fernwirkung die Pole, von denen wir ausgegangen waren, unter der Hand wieder entschlüpft; wir haben gefunden, daß alle Wirkungen, welche ein Magnet in größerer Ferne ausübt, nur abhängen von Richtung und Größe seines magnetischen Momentes, nicht von der Lage seiner Pole. Der Widerspruch, der hiernach zwischen den beiden Theorien entstanden ist, hebt sich in folgender Weise. Die von einem Magnet in der ersten Hauptlage ausgeübte Fernkraft ist nach § 381 gleich $\frac{2 \mathfrak{M}}{R^3}$; es gilt dieser Ausdruck

¹ Resultate aus den Beobachtungen des magnetischen Vereins. Herausgegeben von GAUSS und WEBER. — Im Jahre 1838 (Termin vom 24. November 1838). Fig. 19. — Im Jahre 1839. Tafel IV.

aber nur dann, wenn die Entfernung R so groß ist, daß wir das Quadrat der Poldistanz gegen das Quadrat von R vernachlässigen können. Ist dies nicht der Fall, so ergibt sich für die von dem Magnet ausgeübte Kraft ein Ausdruck von der Form:

$$\frac{2 \mathfrak{M}}{R^3} + \frac{k}{R^5},$$

wo der Zähler $k = 4 \mathfrak{M} \lambda^2$, also abhängig ist von dem magnetischen Moment und von der Poldistanz. Ablenkungsbeobachtungen, welche man bei etwas kleineren Entfernungen R von Haupt- und Hilfsnadel ausführt, werden somit nicht allein zu der Kenntnis des Momentes, sondern überdies zu der Bestimmung zweier Punkte der magnetischen Achse führen, welche mit den durch die Kraftlinien angezeigten Polen identisch sind. Umgekehrt kann man die Kraftlinien auch für den näheren Umkreis eines Magnetstabes konstruieren, sobald sein magnetisches Moment \mathfrak{M} und seine Poldistanz 2λ in der angedeuteten Weise gefunden sind. Man denkt sich in den beiden Polen die magnetischen Massen $+\mu = \frac{\mathfrak{M}}{2\lambda}$ und $-\mu = -\frac{\mathfrak{M}}{2\lambda}$ konzentriert und konstruiert nach dem Satze vom Parallelogramm der Kräfte die Resultante der von ihnen auf ein nordmagnetisches Teilchen ausgeübten Kräfte.

Die Bedeutung der Magnetpole für die Darstellung der magnetischen Wirkungen wird durch diese Bemerkungen nicht unwesentlich erweitert. Aber wir werden immer festhalten müssen, daß die reelle Bedeutung der Polpunkte nur in ihrer Eigenschaft liegt, mit einer gewissen Annäherung Konvergenzpunkte der Kraftlinien zu sein. Daß in ihnen magnetische Massen konzentriert sind, die nach dem COULOMBSchen Gesetz aufeinander wirken, ist eine Fiktion, die nützlich ist, die jedoch nicht für das wahre Bild der Tatsachen angesehen werden darf. Was aber von den Magnetstäben im großen gilt, gilt auch von den Elementarmagneten. Auch bei ihnen bleibt die Einführung der magnetischen Pole eine Hypothese; nur dürfen wir auf Grund der vorhergehenden Betrachtungen sagen, daß diese Hypothese den beobachteten Wirkungen in einem weiteren Umkreise entspricht, als die in § 382 gegebene Theorie, welche die Fernwirkungen allein von den magnetischen Momenten abhängig macht.

§ 395. Zahl der Magnetkraftlinien und Feldintensität. Wir haben bisher die Kraftlinien gezeichnet, so wie sie sich in einer durch die Achse des Magnets gelegten Ebene darstellen; man sieht, wie sie von den Polen divergierend ausstrahlen, sich mehr und mehr voneinander entfernen, während zugleich die von den Polen ausgeübte magnetische Kraft abnimmt. In dieser Bemerkung liegt ein Fingerzeig, nach dem eine weitere Beziehung zwischen den Theorien der Fernwirkung und der Kraftlinien herzustellen ist. Nur müssen wir dabei das System der Kraftlinien von vornherein in seiner räumlichen Ausbreitung betrachten, vermöge deren in jeder durch die Achse des Magnets gelegten Ebene dieselbe Zeichnung sich wiederholen muß. Wenn wir dann die Kraftlinien so konstruieren,

daß sie in einer bestimmten Zahl den Raum durchschneiden, so läßt sich zeigen, daß in jedem von Kraftlinien eingeschlossenen Kanale, in jeder Kraftröhre, die Kraftlinien je nach der Breite des Querschnittes in demselben Maße sich zusammendrängen oder auseinanderweichen, in dem die magnetische Kraft zunimmt oder abnimmt. Wir können daher

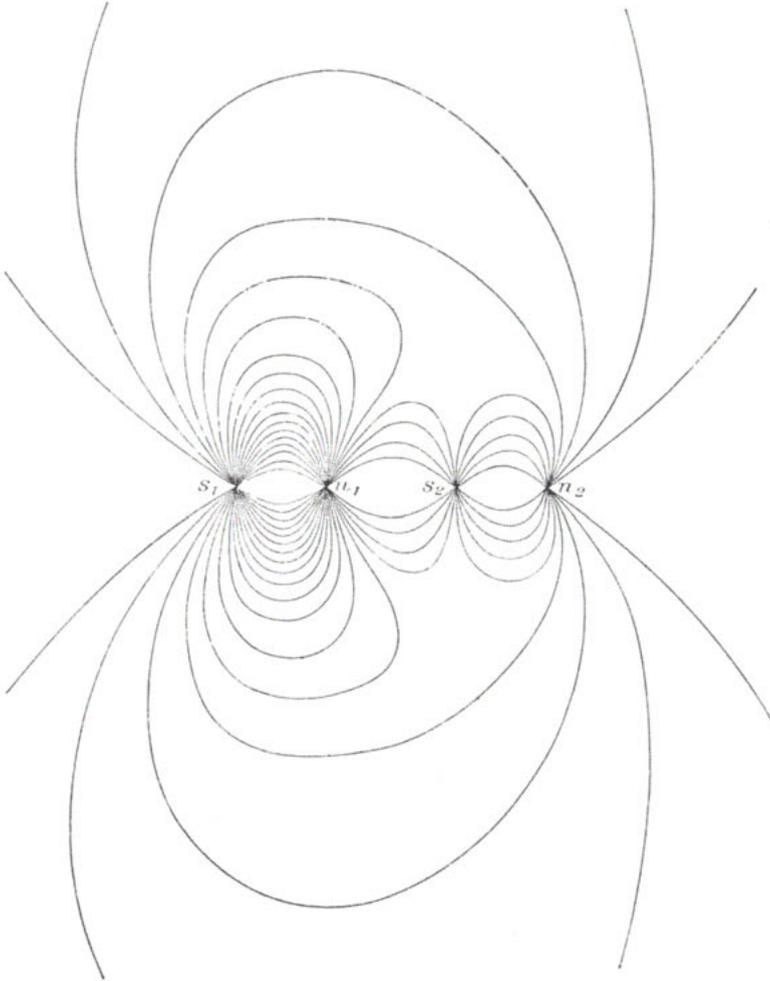


Fig. 462.

die Intensität der magnetischen Kraft, die Feldintensität, als Maß für die Dichte der Kraftlinien betrachten. Um dieser Annahme entsprechend die Dichte der Kraftlinien an einer beliebigen Stelle des Raumes zu finden, muß Richtung und Stärke \mathfrak{H} der magnetischen Kraft gegeben sein; legen wir dann senkrecht zu der Richtung der Kraft eine Fläche von 1 qcm Inhalt, so setzen wir die Zahl der

senkrecht sie durchschneidenden Kraftlinien gleich der Feldstärke \mathfrak{H} . Jene Zahl ist daher im allgemeinen eine gebrochene, z. B. gleich $\frac{m}{n}$, wo m und n ganze Zahlen sein sollen; das heißt dann, daß, bei konstant bleibender Dichte der Linien, durch eine Fläche von n qcm m Kraftlinien senkrecht hindurchgehen würden. Ein Magnetpol von der Stärke m übt in der Entfernung von r cm die Kraft $\frac{m}{r^2}$ aus; beschreiben wir um den Pol eine Kugel mit dem Halbmesser r cm, so gehen durch jedes Quadratcentimeter ihrer Oberfläche $\frac{m}{r^2}$, durch die ganze Oberfläche $4\pi m$ Kraftlinien; die Gesamtzahl der von einem Pole von der Stärke m ausgesandten Kraftlinien ist daher $4\pi m$. Bei einem Pole von gegebener Stärke stellt diese Zahl eine konstante und unveränderliche Eigenschaft vor, und daraus folgt, daß auch in einem Magnetfelde, das von irgendwelchen permanenten Magneten erzeugt wird, die Gesamtzahl der Kraftlinien eine konstante, d. h. von der räumlichen Anordnung der Magnete unabhängige ist.

Zur Erläuterung dieser Beziehungen diene Figur 462; n_1, s_1 und n_2, s_2 seien die Pole zweier Magnete von gleicher Poldistanz; die Polstärke sei aber bei n_1, s_1 doppelt so groß, wie bei n_2, s_2 . Man sieht, wie von den Polen n_1 und s_1 eine doppelt so große Zahl von Linien ausgeht, wie von den Polen n_2 und s_2 ; wie jede von einem Nordpole ausstrahlende Linie zu einem Südpole hinübergeht, aber so, daß sie sich mit einer von dort kommenden Linie vereinigt; die Zahl der von einem Pol ausgehenden Linien wird also durch das gleichzeitige Vorhandensein der vier Pole in keiner Weise geändert.

§ 396. Spannung und Druck in dem Systeme der Kraftlinien. Nach allem haben wir in den Magnetkraftlinien ein Bild gewonnen, welches die magnetischen Wirkungen mit großer Anschaulichkeit wiederzugeben vermag, nicht bloß qualitativ, sondern zufolge der letzten Betrachtung auch nach der quantitativen Seite hin. Wenn wir aber den Kraftlinien eine physische Existenz zuschreiben, wenn wir die durch sie bedingten Spannungen und Drucke des Äthers als die wahren Ursachen der magnetischen Wirkungen betrachten wollen, so müssen wir zeigen, daß jene Zustände des Äthers zu einer scheinbaren Fernwirkung der Magnete führen, welche den Gesetzen von GAUSS gehorcht. Mit Bezug auf diese Frage müssen wir uns hier auf die Bemerkung beschränken, daß in der Tat eine entsprechende quantitative Bestimmung jener Spannungen und Drucke möglich ist, indem wir verweisen auf spätere Untersuchungen, die mit dem Vorhergehenden in engem Zusammenhange stehen.

ZWEITES BUCH.

ELEKTROSTATIK.

Erstes Kapitel. Die fünf ersten Fundamentalversuche und die Theorie der elektrischen Fluida.

§ 397. I. Fundamentalversuch; GILBERT. Auch die Anfänge der Elektrizitätslehre gehen zurück auf eine den Alten bekannte Erscheinung, die Anziehung, welche geriebener Bernstein auf leichte Körperchen, z. B. auf die Abschnitte von Strohhalmen, ausübt. Von dem griechischen Namen des Bernsteins, *ἤλεκτρον*, hat das ganze Gebiet der Erscheinungen, welche an jene entlegene Beobachtung sich anschließen, seinen Namen erhalten; aber das Feld der elektrischen Erscheinungen hat erst im Jahre 1600 eine wesentliche Erweiterung erfahren durch die Untersuchungen des englischen Arztes GILBERT, welche in einer Abhandlung „*de magnete magneticisque corporibus*“ veröffentlicht sind. Die Erweiterung des altbekannten Versuches bestand darin, daß er die bei demselben benützten Körper mit anderen vertauschte; statt Bernstein rieb er Glas, Schwefel, Siegelack usw., statt Wolle nahm er zum Reiben Pelz, statt der angezogenen Strohählmchen Holundermarkkugeln, Metallblättchen, Wassertropfen.

Auf Grund seiner Versuche teilte GILBERT die Körper in zwei Klassen: 1. Solche, welche durch Reiben elektrisch werden. 2. Solche, bei denen dies nicht der Fall ist. Zu den letzteren gehörten Holz, Metall, Stroh, und es schien dadurch eine eigentümliche Beziehung zwischen den beiden Klassen hergestellt, der zufolge gerade die Körper angezogen wurden, welche selbst durch Reiben nicht elektrisch gemacht werden konnten.

Außer dieser Vermehrung der beobachteten Tatsachen verdankt man GILBERT auch die Einführung von feineren Hilfsmitteln der Beobachtung. Um schwächere elektrische Anziehungen nachzuweisen, kann man sich zunächst der elektrischen Pendel bedienen, kleiner Holundermarkkugeln, welche an Fäden aufgehängt und so der Wirkung der Schwere wenigstens zum Teil entzogen sind. GILBERT konstruierte zu diesem Zwecke die elektroskopischen Nadeln, kleine Metallstäbchen, welche mit einem Hütchen, nach Art der Kompaßnadeln, auf einer Spitze

sich drehen. Will man mit einer solchen Nadel einen geriebenen Körper auf seine elektrische Erregung prüfen, so nähert man ihn dem einen Ende der Nadel und sieht zu, ob eine Anziehung eintritt.

Wir fügen diesen Elektroskopen gleich noch ein weiteres Instrument hinzu, welches, auch zu quantitativen Bestimmungen wohl geeignet,

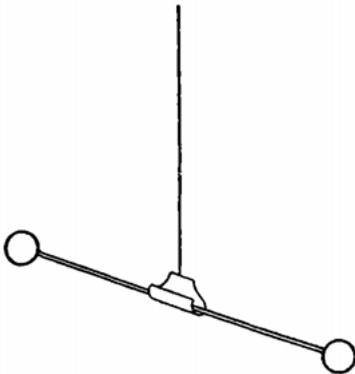


Fig. 463. Elektrische Drehwaage.

ein wirkliches Elektrometer repräsentiert, die elektrische Drehwaage. An einem vertikal herabhängenden Drahte befestigen wir ein Schiffchen (Fig. 463), in welches eine Stange oder ein Wagebalken gelegt wird, der an dem einen Ende eine kleine Metallkugel, an dem anderen ein Gegengewicht trägt. Nähern wir der ersteren einen durch Reiben elektrisch gewordenen Körper, so wird seine Anziehung den Balken drehen, bis die rückwirkende Torsionskraft des Suspensionsfadens jener Kraft das Gleichgewicht hält. Die Drehung des

Balkens ist daher der elektrischen Anziehung proportional, und man hat in der Drehwaage ein Instrument gewonnen, mit Hilfe dessen selbst sehr schwache elektrische Wirkungen sich nachweisen lassen.

Wir können die Drehwaage zunächst benützen, um zu zeigen, daß die elektrischen Anziehungen dem Prinzip der Gleichheit von Aktion und Reaktion genügen. Zu diesem Zwecke legen wir eine mit Wolle geriebene Siegellackstange in das Schiffchen der Drehwaage und zeigen, daß sie von einem Metallstabe angezogen wird.

§ 398. II. Fundamentalversuch. Konduktoren und Isolatoren. Der zweite Fundamentalversuch, der von dem Engländer GRAY im Jahre 1729 entdeckt wurde, zeigt, daß die GILBERTSche Einteilung der Körper nicht richtig ist und durch die Einteilung in Leiter und Nichtleiter, Konduktoren und Isolatoren, ersetzt werden muß. GRAY wiederholte zuerst einen Versuch von GUERICKE, der gezeigt hatte, daß eine Flaumfeder von einer geriebenen Schwefelkugel erst angezogen und dann abgestoßen wird. Als GRAY die Glasröhre, mit der er experimentierte, durch einen nach GILBERT unelektrischen Kork verschloß, beobachtete er, daß auch der Kork die Flaumfeder anzog; er konnte den Kork ersetzen durch eine lange Holzstange, die anziehende Wirkung war noch an ihrem äußersten Ende vorhanden, d. h. die Holzstange war in ihrer ganzen Ausdehnung elektrisch geworden. Durch diesen Versuch war nun zweierlei konstatiert. 1. Holz, Metall, überhaupt die Körper der zweiten GILBERTSchen Klasse werden elektrisch bei Berührung mit einem durch Reiben elektrischen Körper. 2. Der elektrische Zustand beschränkt sich dann nicht auf die Berührungsstelle, sondern breitet sich über die ganze Oberfläche des Körpers aus. Man sagt, die Körper der zweiten

GILBERTSchen Klasse sind Leiter der Elektrizität, Konduktoren. Bei den durch Reiben elektrischen Körpern der ersten GILBERTSchen Klasse findet eine solche Leitung nicht statt, der elektrische Zustand, oder wie wir abkürzend sagen, die Elektrizität, haftet an der Stelle, wo sie durch Reiben erzeugt wurde. Wir nennen diese Körper Isolatoren.

Es liegt nun nahe, den Mißerfolg, welchen GILBERT bei dem Reiben von Konduktoren hatte, darin zu suchen, daß die Hand, welche den geriebenen Körper hält, der ganze menschliche Körper, der Fußboden, die Erde Konduktoren sind. Es würde dann der elektrische Zustand, den wir durch Reiben an der Oberfläche einer Holz- oder Metallstange erzeugen, durch Leitung auf die Hand, den Körper, die Erde übergehen, und es knüpft sich daran die Vorstellung, daß mit einer solchen Ausbreitung des elektrischen Zustandes eine Schwächung bis zu völligem Verschwinden verbunden sei. Wenn dies richtig ist, so muß ein Stück Holz oder Metall durch Reiben elektrisch werden, sobald es von der Hand durch einen Isolator getrennt ist. In der Tat, man braucht nur eine auf einem Glasstabe befestigte Holzkugel mit einem Fuchsschwanz zu peitschen, so wird sie stark elektrisch. Bei den Leitern haben wir demnach zwei Mittel, sie elektrisch zu machen, durch Reibung und durch Übertragung, d. h. durch Berührung mit einem schon vorher elektrischen Körper, der ein Konduktor oder ein Isolator sein kann.

Zu den Isolatoren gehören: Schellack, Bernstein, Siegellack, Schwefel, Paraffin, Glas, Seide, Wolle, Porzellan, trockenes Papier, Öle, Kautschuk und Hartgummi.

Zu den Konduktoren rechnet man: Die Metalle, Holzkohle, Graphit, Säuren und Salzlösungen, Wasser, insbesondere solches, das Salze und Säuren, wenn auch in geringster Menge, gelöst enthält, ferner Leinenfäden und Baumwolle. Außerdem besitzen die Eigenschaften eines Konduktors verdünnte oder erhitzte Gase, insbesondere auch Flammen und Flammengase.

Der Unterschied zwischen Konduktoren und Isolatoren ist übrigens kein qualitativer, sondern ein gradweiser. Körper, welche ein sehr geringes Leitungs-, aber kein sehr gutes Isolationsvermögen besitzen, wie Alkohol, Äther, trockenes Holz, Papier, Stroh, bezeichnet man wohl als Halbleiter.

Von der Konduktoreigenschaft der Flammen und Flammengase machen wir einen häufigen Gebrauch, um einen geriebenen Isolator seiner Elektrizität völlig zu berauben. Wir führen ihn über eine Flamme; die von ihr aufsteigenden Gase schmiegen sich in allen Punkten seiner Oberfläche an. Sie stellen in gewisser Weise ein Band dar, das von der elektrischen Oberfläche zu der Decke des Beobachtungsraumes geht, und durch welches die ganze elektrische Ladung in die Erde abgeführt wird.

Die durch den GRAYSchen Versuch begründete Einteilung der Körper in Isolatoren und Konduktoren ist auch für die Konstruktion der Elektroskope von Bedeutung; man kann ein elektrisches Pendel oder

eine elektrische Drehwage entweder isoliert an Seidenfäden, oder an Metalldrähten aufhängen; ebenso kann man die elektroskopische Nadel mit einem Glas-, oder einem Metallfuß versehen. Im letzteren Falle wird die Nadel, ebenso wie die an einem Metalldrahte aufgehängte Holundermarkkugel oder Drehwage, durch Tisch, Fußboden usw. mit dem Erdboden in leitender Verbindung sein. Man sagt, die Elektroskope seien zur Erde abgeleitet. Am sichersten wird eine solche Ableitung erreicht, wenn wir die Suspension mit einer Gas- oder Wasserleitung metallisch verbinden.

§ 399. III. Fundamentalversuch. Positiv und negativ elektrische Körper. Eine neue fundamentale Klassifikation der elektrischen Körper wurde von DUFAY, einem Mitgliede der Pariser Akademie, gefunden; die Entdeckungen, welche ihn zu derselben führten, wurden in den Jahren 1733—1737 veröffentlicht.

Die Frage, ob zwei elektrische Körper nicht auch wechselseitig aufeinander wirken, liegt nahe genug; wir benutzen zu ihrer Entscheidung unsere Drehwage und finden, daß zwei gleiche und gleich geriebene Körper, z. B. zwei mit Wolle geriebene Siegellackstangen oder zwei mit Seide geriebene Glasstangen eine abstoßende Wirkung aufeinander ausüben. Der anziehenden Kraft, welche wir in dem ersten Fundamentalversuche kennen gelernt haben, tritt damit eine abstoßende gegenüber. Übrigens gibt schon der erste Fundamentalversuch selbst bei sorgfältiger Beobachtung Veranlassung zu der Entdeckung abstoßender elektrischer Kräfte; die Holundermarkkugeln, welche von einer geriebenen Glasstange angezogen wurden, werden kurze Zeit nach der Berührung lebhaft zurückgestoßen. In anderen Fällen aber haften die angezogenen Teilchen lange an der Oberfläche der elektrischen Isolatoren, so daß das Resultat der Beobachtung zunächst kein unzweideutiges ist. Wenn wir aber eine Holundermarkkugel an einem seidenen Faden aufhängen und sie mit einem geriebenen Isolator berühren, so können wir mit Sicherheit nachweisen, daß sie nachher von demselben Isolator abgestoßen wird. Ebenso läßt sich zeigen, daß zwei isolierte elektrische Pendel, welche durch Berührung mit demselben geriebenen Isolator elektrisch gemacht wurden, sich gegenseitig abstoßen. Zuletzt bleibt noch übrig, die Wechselwirkung verschiedenartiger elektrischer Körper zu untersuchen. Legen wir eine geriebene Siegellackstange in das Schiffchen, so wird sie abgestoßen von geriebenem Bernstein, Schwefel, Hartgummi usw., dagegen angezogen von einer mit Seide geriebenen Glasstange. Wir können somit unsere Siegellackstange zu einer neuen Klassifikation der elektrischen Körper benutzen; alle diejenigen, welche die Siegellackstange abstoßen, nennen wir negativ elektrisch, alle, welche sie anziehen, positiv elektrisch. Haben wir uns auf diese Weise eine Reihe von Körpern der einen und der anderen Klasse verschafft, so können wir leicht den Satz bestätigen, welcher das Resultat der DUFAYschen Untersuchungen ausspricht:

Alle gleichnamig elektrischen Körper stoßen sich ab, alle ungleichnamig elektrischen ziehen sich an.

Aus diesem Satze folgt dann zugleich, daß die Klassifikation der elektrischen Körper in positive und negative ganz unabhängig ist von der speziellen Wahl des Probekörpers, dessen wir uns zu ihrer Herstellung bedienen; wir können statt der geriebenen Siegelackstange ebensogut eine geriebene Glasstange oder ein durch Berührung mit ihr elektrisch gemachtes Pendel benutzen. Positive Elektrizität bezeichnet man wohl auch als Glaselektrizität, negative als Harzelektrizität.

§ 400. Die elektrische Spannungsreihe. Von großer Bedeutung ist die Beobachtung, daß bei der Reibung stets beide miteinander geriebene Körper elektrisch werden und zwar immer entgegengesetzt, der eine positiv, der andere negativ. Reiben wir Siegelack mit Wolle, so wird die letztere positiv, reiben wir Glas mit Seide, so wird diese negativ elektrisch.

Man hat nach einem einfachen Gesetze gesucht, durch welches die bei der Reibung verschiedenartiger Körper erzeugten Elektrizitäten verknüpft werden. Eine Andeutung eines solchen Gesetzes liegt in der sogenannten Spannungsreihe. Man hat versucht, die verschiedenen Körper in eine Reihe zu ordnen, so daß immer ein in der Reihe voranstehender bei der Reibung mit einem in der Reihe folgenden positiv elektrisch wird, um so stärker, je größer der Abstand der beiden Körper in der Reihe ist. Eine solche Reihe ist folgende:

Glas
Wolle
Seide
Holz
Metall
Bernstein
Hartgummi
Schwefel
Schellack
Siegelack

Von einem durchgreifenden Gesetze kann aber vorerst nicht die Rede sein, da wir Stoffe kennen, welche sich in die Spannungsreihe nicht einordnen, und andererseits die Stellung benachbarter Stoffe der Reihe häufig eine schwankende ist. Im Anschlusse an die Spannungsreihe wollen wir noch erwähnen, daß Wasserteilchen, wie sie von einem kräftigen Dampfstrahle mitgerissen werden, bei der Reibung an Metall, Holz positiv elektrisch werden. Teilchen von Terpentinöl werden in derselben Weise negativ. Reiben sich Wasserteilchen an Eis, so werden sie negativ elektrisch.

§ 401. Goldblattelektroskop. Quadrantenelektroskop. Auf Grund der Sätze DUFAYS können wir Elektroskope konstruieren, welche ohne weiteres erkennen lassen, ob ihnen Elektrizität mitgeteilt ist, ob sie geladen sind, oder nicht. Es sind dies die Goldblattelektroskope (Fig. 464). An eine metallene, oben in einem Knopfe endigende Stange

sind unten zwei Goldblätter angeklebt. Berühren wir den Knopf mit einem elektrischen Körper, so werden die Goldblätter durch Leitung gleichnamig elektrisch, sie stoßen sich daher ab und divergieren; die

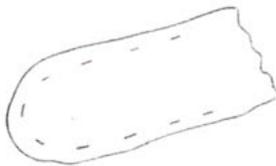
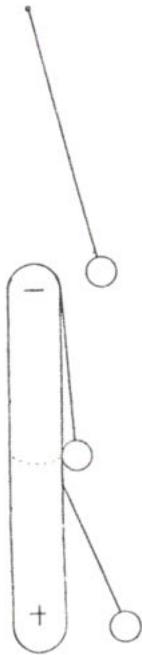


Fig. 465.
Influenz Elektrizität.

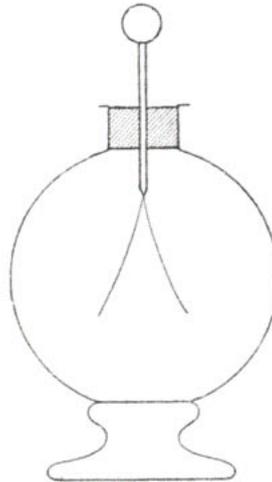


Fig. 464.
Goldblattelektroskop.

Größe ihrer Divergenz gibt einen Maßstab für die Stärke der elektrischen Erregung, und man kann daher die Goldblattelektroskope auch als Elektrometer zu quantitativen Bestimmungen benutzen. Zum Schutze gegen Luftströmungen müssen die Goldblätter in einem Gefäße eingeschlossen sein, in welches der die Goldblätter tragende Stift durch Schellack isoliert eingeführt wird. Auf demselben Prinzip beruhen die Quadrantenelektroskope. Eine vertikale Säule von Metall oder Holz trägt mittels einer horizontalen, leicht drehbaren Achse einen Strohhalm, an dessen Ende sich eine Holundermarkkugel befindet, oder auch einen leichten Balken von Aluminium. Wird das Instrument auf einen elektrischen Körper aufgesetzt, so wird Säule und Balken elektrisch, und der letztere aus der vertikalen Gleichgewichtslage abgelenkt.

§ 402. IV. Fundamentalversuch. Influenz Elektrizität. Bei den Konduktoren existiert außer den früher besprochenen Arten der Elektrisierung durch Reibung und durch Leitung noch eine

dritte, deren Entdeckung wir gleichfalls GRAY verdanken, die Elektrisierung durch bloße Annäherung an einen elektrischen Körper, durch Influenz. Mit Hilfe von elektrischen Pendeln, welche man mit dem elektrischen Konduktor verbindet, kann man leicht nachweisen, daß dabei nur die dem elektrischen Körper zugewandte und die abgewandte Seite des Konduktors elektrisch werden, während zwischen beiden eine indifferente Zone sich bildet (Fig. 465). Entfernt man den elektrischen Körper, so sinken die Pendel wieder zurück, der elektrische Zustand des Konduktors verschwindet. Um die Art der Elektrizität an den beiden Enden zu ermitteln, setzt man den Konduktor aus zwei Teilen zusammen, und

nähert den elektrischen Körper, etwa eine geriebene Siegellack- oder Glasstange so, daß der Trennungspunkt in die indifferente Zone fällt. Man kann dann während der Annäherung des elektrischen Körpers die beiden Hälften trennen und findet die abgewandte gleichnamig, die zugewandte ungleichnamig elektrisch. Man sagt: bei der Elektrisierung eines Konduktors durch Annäherung an einen elektrischen Körper entsteht an dem abgewandten Ende die gleichnamige, an dem zugewandten die ungleichnamige Influenzelektrizität.

Von Wichtigkeit ist die Bemerkung, daß die ungleichnamige Influenzelektrizität in dem genäherten Konduktor auch dann entsteht, wenn er zur Erde abgeleitet wird.

§ 403. Erklärung des I. Fundamentalversuches. Aus dem vierten Fundamentalversuche ergibt sich zunächst die Erklärung des ersten. Die bei demselben beobachtete Wirkung ist eine Folge der Anziehung des geriebenen Isolators auf die benachbarte ungleichnamige Influenzelektrizität des kleinen Konduktors. Aber auch der weitere Verlauf der Erscheinung wird verständlich. Handelt es sich etwa um die Anziehung einer negativ elektrischen Siegellackstange auf ein Holundermarkkugelchen, so werden wir uns dieses im Momente der Berührung durch eine zu der gemeinsamen Tangentialebene parallele Ebene in zwei Halbkugeln zerlegt denken, von welchen die dem Siegellack zugewandte positiv, die abgewandte negativ elektrisch ist. In dem Momente der Berührung aber beginnt schon ein Übergang der negativen Elektrizität von der Oberfläche der Stange auf das Kugelchen, denn auch das Siegellack hat kein vollkommenes Isolationsvermögen. Es beginnt also der auf die Influenzelektrizität ausgeübten Anziehung eine Abstoßung auf die gleichnamige durch Leitung erzeugte Elektrizität entgegenzuwirken. Sobald die letztere überwiegt, wird das Kugelchen von der Oberfläche der Siegellackstange zurückgestoßen. Die Zeit, welche hierzu notwendig ist, hängt aber ganz von der Natur des elektrischen Isolators ab. Wenn er sehr gut isoliert, so ist zu einem genügenden Übergange von Elektrizität durch Leitung eine lange Zeit erforderlich, wenn er, wie manches Glas, schlecht isoliert, so wird die Abstoßung beinahe momentan erfolgen.

§ 404. Ladung eines Elektroskops durch Influenz. Der vierte Fundamentalversuch ist von Wichtigkeit auch für die Benützung der Goldblattelektroskope. Man nähere dem Knopfe eines Elektroskops einen elektrischen Körper und leite durch Berührung mit dem Finger die gleichnamige Influenzelektrizität zur Erde ab; hierauf hebe man die Berührung auf und entferne jenen Körper; das Elektroskop wird dann mit der entgegengesetzten Influenzelektrizität geladen sein. Bei einem Elektroskop, dessen Blätter mit einer bestimmten Elektrizität divergieren, fallen die Blätter zusammen bei Annäherung eines entgegengesetzt elektrischen Körpers, ihre Divergenz wird stärker bei Annäherung eines gleichnamig elektrischen.

§ 405. **Theorie der beiden elektrischen Fluida.** An die im vorhergehenden besprochenen Fundamentalversuche knüpft sich eine erste Theorie der elektrischen Erscheinungen. Wir nehmen an, daß dieselben auf der Existenz zweier imponderabler Fluida beruhen, welche wir als das positive und negative elektrische Fluidum bezeichnen. Teilchen derselben Flüssigkeit stoßen sich ab, Teilchen verschiedener Flüssigkeiten ziehen sich an. Die beiden Fluida sind im Innern aller ponderabler Körper enthalten, in vollkommen gleichmäßiger Mischung, verbunden zu dem sogenannten neutralen Fluidum, solange die Körper unelektrisch sind. Reiben wir zwei Körper, so wirken in der Berührungsfläche Kräfte nach Art der chemischen Affinitäten, vermöge deren der eine von ihnen auf die positive, der andere auf die negative Elektrizität eine überwiegende Anziehung ausübt. Die Folge davon ist die Zersetzung der neutralen Elektrizität an den sich berührenden Oberflächen, der Übergang von positiver Elektrizität nach der einen, von negativer nach der entgegengesetzten Seite, ein Übergang, der so lange dauern wird, bis die rückwirkende Kraft der an den beiden Oberflächen sich sammelnden positiven und negativen Elektrizität jede weitere Scheidung des neutralen Fluidums verhindert. Um bei Isolatoren das Haften der Elektrizität an den Stellen, wo sie durch Reibung erzeugt wurde, zu erklären, schreiben wir ihnen einen Widerstand gegen die Bewegung der elektrischen Fluida längs der Oberfläche oder durch das Innere zu. Bei den Konduktoren nehmen wir umgekehrt eine äußerst leichte Beweglichkeit der Elektrizitäten im Innern und an der Oberfläche an. Nähern wir einem Konduktor einen elektrischen Körper, so übt dieser auf das durch den ganzen Konduktor verbreitete neutrale Gemisch eine zersetzende Wirkung aus, indem er die gleichnamig elektrischen Teilchen abstößt, die ungleichnamigen anzieht. Die letzteren strömen infolgedessen nach der dem genäherten Körper zugewandten Seite der Oberfläche, die gleichnamigen nach der abgewandten. Das Gleichgewicht der Elektrizität in dem Konduktor wird erreicht sein, wenn die von dem genäherten elektrischen Körper ausgeübte Scheidungskraft überall kompensiert wird durch die Gegenwirkung der geschiedenen, an den Enden des Konduktors sich anhäufenden Elektrizitäten, wenn also im Innern des Konduktors gar keine elektrische Kraft mehr vorhanden ist.

§ 406. **COULOMBS Gesetz. Die elektrische Drehwage.** Um das Gesetz, nach welchem gleichartig elektrische Teilchen sich abstoßen, ungleichnamige sich anziehen, zu ermitteln, konstruierte COULOMB im Jahre 1785 seine elektrische Drehwage (Fig. 466). Der vertikal herabhängende silberne Suspensionsdraht wird zunächst durch ein kleines Metallgewicht gespannt. Dieses trägt dann einen dünnen, durch Überziehen eines Seidenfadens mit Siegellack hergestellten Wagebalken, an dessen einem Ende mit Hilfe von Schellack eine Kugel von Holundermark befestigt ist. Im unelektrischen Zustande berührt diese Kugel eine zweite, die sogenannte Standkugel, welche mit Hilfe eines isolierenden Halters fest

in das Gehäuse der Drehwage eingesetzt wird. Die Standkugel wird dann geladen; sie teilt ihre Elektrizität der beweglichen Kugel mit und stößt sie ab. Die Größe der Abstoßung bildete den Gegenstand von COULOMBS Messungen; bei kleinen Ablenkungen des Balkens kann sie dem Torsionswinkel des Suspensionsdrahtes proportional gesetzt werden. Wurde der Abstand der Kugeln auf die Hälfte reduziert, so wuchs die Torsion auf das 4-fache, bei einer Reduktion auf den vierten Teil auf das 16-fache des anfänglichen Betrages. Es muß danach die Wechselwirkung der elektrischen Mengen dem Quadrate der Entfernung umgekehrt proportional sein, ebenso, wie bei den magnetischen Mengen. Bei den letzteren war das Gesetz einer direkten Prüfung nicht fähig, weil die magnetischen Mengen einzeln genommen nicht existieren. Bei den elektrischen Wirkungen dagegen beruht das Grundgesetz auf unmittelbarer Beobachtung der von isolierten elektrischen Mengen aufeinander ausgeübten Kräfte. Bezeichnen wir die elektrischen Mengen, welche wir uns in zwei Punkten konzentriert denken, durch e und e' , so setzen wir nach dem COULOMBSchen Gesetze die zwischen ihnen vorhandene abstoßende Kraft

$$F = \frac{e e'}{r^2}.$$

§ 407. **Absolutes elektrostatisches und technisches Maß der Elektrizitätsmenge. Oberflächendichte.** Nehmen wir die aufeinander wirkenden Massen gleich, so ergibt sich

$$e = r \sqrt{F};$$

messen wir F nach Dynen, r nach Zentimetern, so erhalten wir für e eine gewisse Zahl von Einheiten als Maß für die in den beiden Punkten konzentrierten Elektrizitätsmengen. Wir sehen, daß mit dem COULOMBSchen Gesetze zugleich ein bestimmtes Maß der Elektrizitätsmengen, eine Definition für die Einheit der elektrischen Menge gegeben ist, ebenso wie wir dies bei dem Gesetze für die Wechselwirkung der Magnetpole bemerkt haben. Die Elektrizitätsmenge Eins ist danach diejenige, welche auf eine ihr gleiche in der Entfernung von 1 cm die Kraft von einer Dyne ausübt. Die Messung einer Elektrizitätsmenge nach diesem Maße beruht nur auf der Messung von Längen, Massen, Zeiten; das Maß ist ein absolutes, und die Dimension der Elektrizitätsmengen nach demselben

$$[e] = l^{\frac{3}{2}} \cdot m^{\frac{1}{2}} \cdot t^{-1},$$

oder im cm.g.sec-System

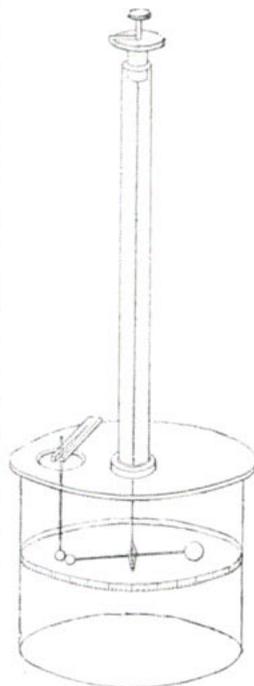


Fig. 466.
COULOMBS Drehwage.

$$[c] = \text{cm}^{\frac{3}{2}} \cdot \text{g}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

Die Einheit der Elektrizitätsmenge, mit welcher man in der Technik rechnet, hat man mit Bezug auf später zu erörternde Beziehungen anders bestimmt. Man bezeichnet

3×10^9 Einheiten der Elektrizitätsmenge im $\text{cm} \cdot \text{g} \cdot \text{sec}$ -System als 1 Coulomb und benutzt dieses als technische Einheit.

Zur Messung von Elektrizitätsmengen nach absolutem Maße dient die Drehwaage. Kommt es nicht auf größere Genauigkeit an, so kann man einen einfachen Pendelapparat benutzen; zu beiden Seiten einer dünnen Hartgummiplatte hängt man zwei Holundermarkkugeln an je zwei gleich langen Seidenfäden auf, so daß sie über den unteren Rand der vertikal gestellten Platte herabhängen und sich wechselseitig berühren. Wird den Kugeln eine elektrische Ladung mitgeteilt, so divergieren die Pendel (Fig. 467). Die Masse der Holundermarkkugeln sei m , ihre elektrische Ladung e , die Länge der Pendelfäden sei l , die Entfernung der Kugeln in ihrer neuen Gleichgewichtslage r ; dann ist die Bedingung für das Gleichgewicht:

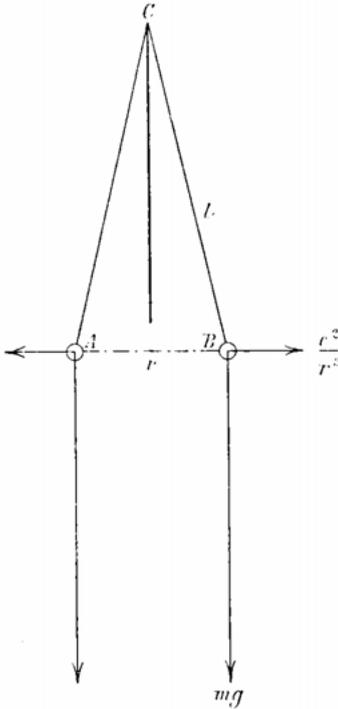


Fig. 467.

$$\frac{e^2}{r^2} \cdot \sqrt{l^2 - \frac{r^2}{4}} = mg \cdot \frac{r}{2},$$

somit

$$e^2 = \frac{m g r^3}{2 \sqrt{l^2 - \frac{r^2}{4}}}, \quad \text{näherungsweise} \quad e = r \sqrt{\frac{m g r}{2 l}}$$

Beispielsweise wurden zwei Holundermarkkugeln von einer Masse von 0.0225 g und einem Durchmesser von 0.6 cm an 44.2 cm langen Fäden aufgehängt; sie wurden durch Berühren mit einer geriebenen Glasstange elektrisiert und stießen sich dann auf eine Entfernung von 2.5 cm ab. Somit ergibt sich für ihre elektrische Ladung:

$$e = 2.5 \sqrt{\frac{0.0225 \times 981 \times 2.5}{2 \times 44.2}} = 1.97 \text{ cm}^{\frac{3}{2}} \cdot \text{g}^{\frac{1}{2}} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

In noch höherem Maße als die magnetischen sind die elektrostatischen Kräfte abhängig von dem Mittel, welches die aufeinander wirkenden Körper umgibt. Würden wir bei dem vorhergehenden Versuche die beiden geladenen Kugeln in eine Atmosphäre von Kohlensäure bringen, oder in eine isolierende Flüssigkeit

tauchen, so würden sie sich bei gleicher ursprünglicher Ladung schwächer abstoßen als in Luft. Soll also die Einheit der Elektrizitätsmenge durch die im vorhergehenden gegebene Definition unzweideutig bestimmt werden, so muß festgesetzt sein, von welchem Mittel die aufeinander wirkenden elektrischen Mengen umgeben sein sollen. Als ein solches Mittel hat man den leeren Raum, oder wie wir besser sagen werden, den ihn erfüllenden Äther genommen. Die Beobachtungen, auf welchen die Messung einer Elektrizitätsmenge mit unserem Pendelapparate oder mit der Drehwaage beruhen, werden in der Regel in einem mit Luft erfüllten Raume angestellt werden. Mit Bezug darauf ist es von Wichtigkeit, zu bemerken, daß die elektrischen Kräfte in einem Luftraume von denen im leeren Raume nur sehr wenig verschieden sind. (Vgl. § 458.)

An die Definition der Einheit der Elektrizitätsmenge schließt sich noch die Definition der Flächendichte der Elektrizität an.

Unter elektrischer Flächendichte, σ , verstehen wir die Elektrizitätsmenge, welche auf 1 qcm einer geladenen Oberfläche kommt. Wir erhalten die Flächendichte, wenn wir die gesamte gleichmäßig verteilte Ladung einer Fläche durch deren Inhalt dividieren; daraus folgt die Dimensionsgleichung:

$$[\sigma] = l^{-\frac{1}{2}} \cdot m^{\frac{1}{2}} \cdot t^{-1}.$$

Bei einer Siegellackscheibe von 5 qcm Inhalt ergab sich als maximale Flächendichte, welche durch Reibung an Wolle erzeugt werden konnte:¹

$$5.7 \text{ cm}^{-\frac{1}{2}} \cdot g^{\frac{1}{2}} \cdot \text{sec}^{-1}.$$

§ 408. V. Fundamentalversuch. Die elektrische Ladung nur an der Oberfläche der Konduktoren. Wenn wir einer Konduktorkugel Elektrizität mitteilen, so wird dieselbe im Gleichgewichte sein, wenn jede Wirkung auf das Innere verschwindet. Wenn aber bewegliche Teilchen nach dem Gesetze des umgekehrten Quadrates der Entfernung aufeinander wirken, so üben sie nach einem bekannten Satze (§ 88) auf das Innere einer Kugel nur dann keine Wirkung aus, wenn sie in einer vollkommen gleichmäßigen Schichte die Oberfläche bedecken. Auch bei einem Konduktor von beliebiger Form kann die Wirkung auf das Innere unter der Voraussetzung des COULOMBSchen Gesetzes nur verschwinden, wenn die ganze mitgeteilte Elektrizität sich an der Oberfläche befindet. In dieser Konsequenz des Gesetzes liegt nun die Möglichkeit zu einer ungemein scharfen Prüfung seiner Richtigkeit. Wir versehen zu diesem Zwecke eine Konduktorkugel (Fig. 468) mit einer Höhlung, welche wir durch einen mit isolierendem Griffe versehenen Deckel schließen. An seiner inneren Seite befindet sich in schiefer Stellung ein kleiner Arm von Schellack, der an seinem Ende eine Holundermarkkugel trägt, eine sogenannte Probekugel. Wir setzen den Deckel auf die Höhlung, so daß die Kugel ihre innere Wandung berührt und laden nun die auf

¹ РИСКЕ, Über elektrische Ladung durch gleitende Reibung. WIED. ANN. 1891. Bd. 42. p. 465.

isolierendem Fuße ruhende Konduktorkugel so stark wie möglich mit Elektrizität. Nachher schieben wir den Deckel so weit zur Seite, daß die Probekugel außer Kontakt mit der Wandung kommt, und heben den Deckel ab. Entfernen wir durch ableitende Berührung die Ladung des Deckels, so kann mit den feinsten Beobachtungsmitteln keine Spur einer Ladung bei der Kugel entdeckt werden, ein Resultat, welches den besten Beweis für die Richtigkeit des COULOMBSchen Gesetzes liefert.

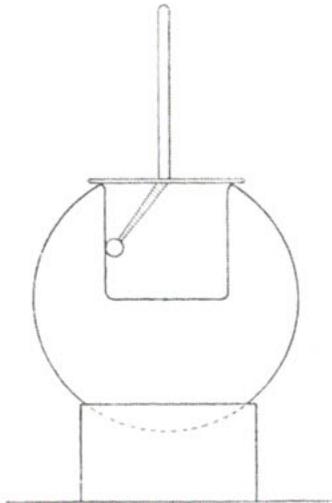


Fig. 468.

Der Satz, daß die Elektrizität nur an der Oberfläche eines Konduktors in Ruhe sich befindet, kann noch durch einen anderen von COULOMB im Jahre 1786 angestellten Versuch bewiesen werden, der zwar nicht die Schärfe der Prüfung gestattet, wie sie bei dem vorhergehenden möglich ist, der aber nach anderer Seite Interesse besitzt. Zwei an isolierenden Stielen befestigte Konduktorkugeln von genau demselben Halbmesser werden elektrisch gemacht und miteinander berührt. Die Ladung muß sich dann, der gleichen Beschaffenheit entsprechend, zu gleichen Teilen auf beide verteilen. Man wird dies mit Hilfe einer Drehwaage bestätigen können. Nun kann man weiter zeigen, daß für den Erfolg des Versuches die Beschaffenheit des Innern der beiden Kugeln vollkommen gleichgültig ist; die eine kann massiv sein, die andere hohl, oder sie kann aus einem an der Oberfläche metallisch belegten Isolator bestehen. Dies führt notwendig zu der Annahme, daß die den Kugeln mitgeteilte Elektrizität nur an ihrer Oberfläche sich sammelt.

§ 409. Elektrische Kräfte im leeren Raume. Nach dem fünften Fundamentalversuche befindet sich der eigentliche Schauplatz der elektrischen Wirkungen an der Oberfläche der Konduktoren, d. h. an der Grenzfläche zwischen ihnen und den umgebenden Isolatoren. Wir wollen



Fig. 469.

von diesem Gesichtspunkte aus die Abstoßung zweier mit gleicher etwa positiver Elektrizität geladener Hohlkugeln noch etwas vollständiger betrachten. Die in der einen Kugel enthaltenen elektrischen Teilchen stoßen die in der anderen befindlichen ab. Die Folge davon wird zunächst sein, daß die elektrischen Ladungen sich auf die äußeren voneinander abgewandten Seiten der Kugeln begeben (Fig. 469). Sie suchen infolge ihrer Abstoßung aus den Kugeln zu entweichen, werden aber daran verhindert durch das Isolationsvermögen der umgebenden

Luft. Man könnte sich denken, daß sie auf die Luft ihrerseits einen Druck ausüben, welcher dem Luftdrucke an der äußeren Seite der Kugeln entgegenwirkt. Dadurch würde der Luftdruck an der inneren Seite der Kugeln, wo er durch keinen elektrischen Gegendruck geschwächt ist, ins Übergewicht kommen, und es resultierte so eine Kraft, welche die Kugeln auseinandertreibt. Wir sehen, daß diese Erklärung der Abstoßung der die Kugeln umgebenden Luft eine wesentliche Rolle bei der beobachteten Wirkung zuteilt. Diese Auffassung der Erscheinung ist nun von besonderem Interesse, wenn wir sie mit der Beobachtung verbinden, daß zwei gleichnamig elektrische Holundermarkkugeln auch in dem evakuierten Rezipienten einer Luftpumpe sich abstoßen. Wir müßten danach auch dem luftleeren Raume isolierende Eigenschaften und einen gewissen Druck zuschreiben, welcher durch die elektrische Abstoßung der Ladungen in der geschilderten Weise modifiziert wird. Als den Träger dieses Druckes würden wir dann den Äther betrachten; wir würden sagen, daß durch die elektrische Ladung der Holundermarkkugeln die Druckverteilung in dem Äther so verändert wird, daß eine abstoßende Wirkung zwischen den Kugeln resultiert. Durch diese Bemerkungen, denen wir übrigens nur heuristischen Wert beilegen, wird eine andere Auffassung der elektrischen Erscheinungen vorbereitet, von welcher wir später noch ausführlicher berichten werden.

§ 410. Das FARADAYSche Gefäß. Im vorhergehenden haben wir die bis gegen Ende des 18. Jahrhunderts bekannten Fundamentalversuche, ihre einfachste Anwendungen und die daran zunächst sich knüpfenden Vorstellungen besprochen. Wir kommen nun zu einer praktischen Anwendung bei einem Apparate, der in den Untersuchungen FARADAYS eine gewisse Rolle spielt.

Wir nehmen einen hohlen Konduktor, in der Form eines oben mit einer engeren Öffnung versehenen Gefäßes (Fig. 470). Mit dem Gefäße

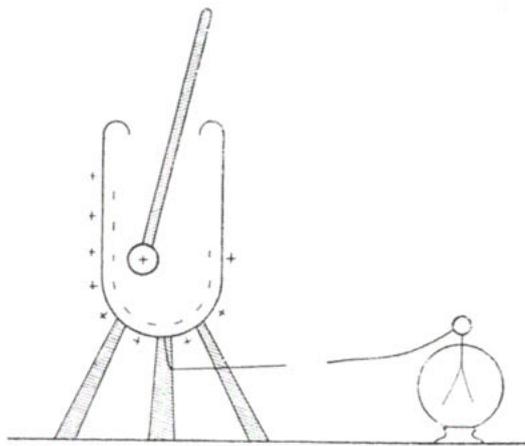


Fig. 470. FARADAYS Gefäß.

verbinden wir ein Goldblattelektroskop. Einen kleinen elektrisch geladenen Konduktor führen wir in das Gefäß hinab und berühren mit ihm seine Wandung; nach dem Satze von § 408 muß nahezu die ganze Ladung auf die äußere Oberfläche des Gefäßes und das damit verbundene Elektroskop übergehen; dieses divergiert mit der Elektrizität des kleinen Konduktors.

Wir entladen das Gefäß und bringen nun einen zweiten Konduktor, ebenso stark geladen wie der vorige, in das Innere des Gefäßes, ohne die Wandung zu berühren; das Elektroskop zeigt jetzt genau dieselbe Divergenz wie zuvor. Die Menge der gleichnamigen Influenz Elektrizität, welche auf der äußeren Oberfläche des Gefäßes sich ausbreitet, muß hiernach gleich sein der elektrischen Ladung des Konduktors, und dasselbe gilt natürlich auch von der Menge der ungleichnamigen Influenz Elektrizität an der inneren Oberfläche des Gefäßes. Wenn wir das Gefäß mit der Erde leitend verbinden, so bleibt nur die ungleichnamige Influenz Elektrizität zurück, und wir haben das Gefäß mit einer Elektrizitätsmenge geladen, welche gleich, aber entgegengesetzt ist der Ladung des kleinen Konduktors. In der Tat, wenn wir diesen herausziehen, so erhalten wir abermals dieselbe Divergenz des Elektroskopes, wie bei den vorhergehenden Versuchen.

Wir können endlich den Versuch noch umkehren. Wir laden das Gefäß mit einer bestimmten Menge von Elektrizität; dann führen wir die unelektrische Kugel in das Gefäß ein und berühren sie ableitend, während sie sich im Innern des Gefäßes befindet. Nehmen wir die Kugel, nach aufgehobener Ableitung, wieder aus dem Gefäße heraus, so ist sie selbstverständlich mit der ungleichnamigen Influenz Elektrizität geladen. Wir können aber in der im vorhergehenden geschilderten Weise zeigen, daß die Influenz Elektrizität der Kugel ihrem absoluten Betrage nach gleich ist der influenzierenden Ladung des Gefäßes.

§ 411. Gleichheit der beim Reiben erzeugten entgegengesetzten Elektrizitätsmengen. Das FARADAYSche Gefäß können wir noch zu dem Nachweise benützen, daß bei der Reibung zweier Körper stets genau soviel positive wie negative Elektrizität erzeugt wird. Wir nehmen z. B. eine zugeschmolzene, etwas Quecksilber enthaltende Glasröhre und stellen sie zuerst vertikal; kehren wir sie um, so fließt das Quecksilber unter Reibung nach dem anderen Ende, das Glas wird positiv, das Quecksilber negativ elektrisch. Nun bringen wir die Glasröhre in das Innere eines FARADAYschen Gefäßes, das mit dem Knopfe eines empfindlichen Elektroskopes leitend verbunden ist. Würde die eine, etwa die positive Elektrizität, in größerer Menge vorhanden sein, so würde sie negative Influenz Elektrizität an der inneren Oberfläche des Gefäßes erregen, die gleichnamige positive würde nach dem Elektroskop abströmen und dieses laden. Da wir nun bei einem solchen Versuche nie eine Divergenz der Elektroskopblätter erhalten, so muß umgekehrt die Menge der durch Reibung erzeugten entgegengesetzten Elektrizitäten gleich groß sein.

§ 412. Das elektrische Potential. Die Betrachtungen von § 409 deuten einen neuen Weg zu der Erklärung der elektrischen Erscheinungen an, und in der Tat können wir auf ihm zu einer Theorie gelangen, die von der Annahme der beiden elektrischen Fluida keinen Gebrauch macht. Immer aber bleibt dieser mindestens die Bedeutung einer nützlichen Hilfsvorstellung; so hat das auf sie gegründete Gesetz von COULOMB zuerst

auf den Begriff des elektrischen Potentials geführt, dessen fundamentale Bedeutung bei jedem Wechsel der Anschauung sich bewährt hat.

Wenn wir einem Konduktor, der positiv elektrisch sein möge, einen kleinen positiv geladenen Körper nähern, so müssen wir dabei die Abstoßung der gleichnamigen Ladungen überwinden, d. h. Arbeit leisten. Die Arbeit, welche wir aufwenden müssen, um die Einheit der positiven Elektrizität von unendlicher Entfernung nach einem gegebenen Punkte zu bringen, heißt das Potential in diesem Punkte. Dabei ist aber die elektrische Ladung der Konduktoren während der Bewegung jener Einheit fixiert zu denken, so wie sie von Anfang an auf ihrer Oberfläche verteilt war.

Hiernach ist es leicht, das Potential einer Elektrizitätsmenge e zu bestimmen, von der man annehmen kann, daß sie in einem Punkte A konzentriert sei. Betrachten wir zwei Punkte P und P_1 (Fig. 471), welche auf einem von A ausgehenden Radius in den Entfernungen r und r_1 gelegen sind. Die auf die Elektrizitätsmenge Eins in den beiden Punkten ausgeübten Abstoßungen sind $\frac{e}{r^2}$ und $\frac{e}{r_1^2}$. Wenn wir jene Menge von P_1 nach P transportieren, so leisten wir eine Arbeit, welche gleich dem Wege $r_1 - r$ multipliziert mit der auf ihm zu überwindenden Kraft ist. Diese aber ist nicht konstant; wir berücksichtigen dies, indem wir, ebenso wie in dem analogen Falle von § 109, den Weg mit dem geometrischen Mittel aus dem Anfangs- und Endwerte der Kraft multiplizieren, und erhalten so für die Arbeit auf dem Wege $P_1 P$ den Wert:

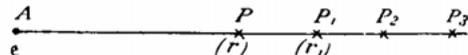


Fig. 471.

$$(r_1 - r) \frac{e}{r r_1} = \frac{e}{r} - \frac{e}{r_1}.$$

Um das Potential in dem Punkte P zu finden, müssen wir die Arbeit suchen, welche notwendig ist, um die Elektrizitätsmenge $+1$ aus dem Unendlichen nach P zu bringen; wir teilen zu diesem Zwecke den nach P gehenden Radius weiter durch die Punkte $P_1, P_2, P_3 \dots$ bis in unendliche Entfernung von dem Punkte A . Die Summe der für die einzelnen Wegabschnitte aufzuwendenden Arbeiten gibt dann für das Potential in dem Punkte P den Wert $\frac{e}{r}$. Allgemein gilt der Satz:

Sind an der Oberfläche eines Körpers die elektrischen Mengen $e, e', e'' \dots$ in den Punkten $A, A', A'' \dots$ verteilt, und sind $r, r', r'' \dots$ die Entfernungen eines beliebigen äußeren Punktes P von $A, A', A'' \dots$, so ist der Wert des elektrischen Potentials in P gleich $\frac{e}{r} + \frac{e'}{r'} + \frac{e''}{r''} + \dots$

Der Wert des Potentials in einem gegebenen Punkte P muß von dem Wege unabhängig sein, auf welchem man zu jenem Punkte gelangt; denn wenn zwei verschiedenen Wegen vom Unendlichen zu einem Punkte

P verschiedene Arbeiten entsprächen, so würde man auf dem einen mehr Arbeit gewinnen können, als man auf dem anderen zuvor aufgewandt hatte. Dies würde zur Konstruktion eines Perpetuum mobile führen, im Widerspruche mit dem Satze von der Erhaltung der Energie.

Wir haben uns bisher an den Fall gehalten, daß der Konduktor, dessen Potential wir suchen, positiv elektrisch ist. Bei einer negativen Ladung führt die zu der Berechnung gegebene Vorschrift zu einem negativen Potential, wenn die elektrischen Massen e , e' , $e'' \dots$ mit einem negativen Zeichen versehen werden. Nun wird in diesem Falle bei der Annäherung der Einheit positiver Elektrizität an den Konduktor nicht Arbeit verzehrt, sondern umgekehrt gewonnen: dementsprechend sinkt das Potential bei der Annäherung, es wächst bei der Entfernung, und dies ist in der Tat der Fall bei der negativen Funktion

$$-\frac{e}{r} - \frac{e'}{r'} - \frac{e''}{r''} \dots$$

§ 413. Das Potential einer elektrisch geladenen Konduktorkugel.

Die Betrachtungen des vorhergehenden Paragraphen mögen weiter ausgeführt werden für den Fall einer Kugel, deren Oberfläche gleichmäßig mit Elektrizität geladen ist.

Wir können zunächst zeigen, daß eine solche Kugel auf ein in ihrem Innern befindliches elektrisches Teilchen keine Kraft ausübt. In dem Punkte P im Innern (Fig. 472) befinde sich die Einheit der positiven Elektrizität, ein positiver „Einheitspol“, die Ladung der Kugel sei ebenfalls positiv. Wir benützen den durch P gehenden Kugeldurchmesser als Achse und ziehen mit Bezug auf sie ein Netz von Meridianen und Parallelkreisen auf der Oberfläche der Kugel. Es sei $ABCD$ ein sehr kleines Flächenstückchen auf der Vorderseite der Kugel, welches von zwei Meridianen und von zwei Parallelkreisen begrenzt ist. Ist σ die Dichte der Elektrizität an der Kugeloberfläche, so ist die Menge der in $ABCD$ vorhandenen Elektrizität gleich $\sigma \times ABCD$; bei hinreichender Kleinheit von $ABCD$ können wir uns diese Elektrizitätsmenge in dem Mittelpunkte M von $ABCD$ konzentriert denken, ohne einen merklichen Fehler zu begehen. Dann übt sie auf den in P befindlichen Einheitspol eine Abstoßung aus, deren Richtung durch MP , deren Größe durch $\frac{\sigma \times ABCD}{MP^2}$ gegeben ist. Ziehen wir auch die Strahlen AP , BP , CP und DP , so entsteht eine vierseitige Pyramide, welche verlängert auf der Hinterseite der Kugel das gleichfalls von zwei Meridianen und zwei Parallelkreisen begrenzte Flächenstück $A'B'C'D'$ ausschneidet. Ziehen wir außerdem die Linie MP , so trifft diese das Flächenstück $A'B'C'D'$ in M' . Unter denselben Voraussetzungen, wie bisher, übt die in $A'B'C'D'$ enthaltene Elektrizitätsmenge auf den Pol P eine Abstoßung in der Richtung $M'P'$ von der Größe $\frac{\sigma \times A'B'C'D'}{M'P'^2}$ aus. Nun sind aber die Vierecke $ABCD$ und $A'B'C'D'$ antiparallele Schnitte des durch P gehenden Kegels. Somit gilt die

Proportion: $ABCD : AP^2 = A'B'C'D' : A'P^2$. Daraus folgt weiter, daß die oben bestimmten Abstößungen einander gleich sind; da sie aber nach entgegengesetzten Richtungen wirken, so zerstören sie sich wechselseitig. Nun kann man die ganze Oberfläche der Kugel in Flächenstücke teilen,

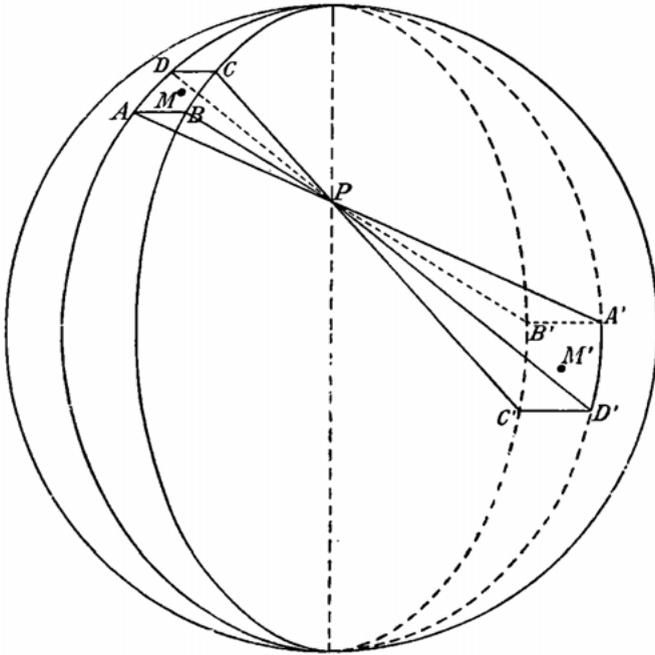


Fig. 472.

die sich paarweise so entsprechen, wie $ABCD$ und $A'B'C'D'$. Die von jedem solchen Paare herrührenden Abstößungen heben sich auf, und somit reduziert sich auch die im ganzen von der elektrisierten Kugel in dem Punkte P ausgeübte Wirkung auf Null; der zu Anfang ausgesprochene Satz ist hiermit bewiesen.

Aus den Symmetrieverhältnissen folgt, daß das Potential der elektrischen Ladung an der Kugeloberfläche allenthalben denselben Wert hat, daß diese also eine Äquipotentialfläche ist. Denselben konstanten Wert hat aber das Potential auch im ganzen Innern der Kugel, denn wir können einen Einheitspol von ihrer Oberfläche nach einem beliebigen Punkte im Innern führen, ohne Arbeit zu leisten; das Potential behält also dabei denselben Wert, wie an der Oberfläche. Bezeichnen wir die ganze elektrische Ladung der Kugel mit e , ihren Halbmesser mit a , so hat das Potential im Mittelpunkte den Wert $\frac{e}{a}$, und dieser Wert muß nach dem Vorhergehenden für alle Punkte des Innern und der Oberfläche gelten.

Für äußere Punkte wirkt die gleichmäßig mit der Elektri-

zitätsmenge e geladene Kugelfläche gerade so, wie wenn die ganze Ladung in dem Mittelpunkte der Kugel konzentriert wäre. Bezeichnen wir die Entfernung eines beliebig außerhalb der Kugel gelegenen Punktes von ihrem Mittelpunkte mit r , so hat das Potential in jenem Punkte den Wert $\frac{e}{r}$.

Von der Richtigkeit dieses Satzes kann man sich durch die folgende Betrachtung überzeugen. An der Oberfläche der Kugel hat das Potential den Wert $\frac{e}{a}$; legen wir in den Mittelpunkt eine negative elektrische Masse, welche der Ladung der Kugel entgegengesetzt gleich ist, so hat ihr Potential an der Kugeloberfläche den Wert $-\frac{e}{a}$; die Summe der Potentiale ist an der Oberfläche gleich Null. Dasselbe aber gilt von einem Punkte, der in so großem Abstände von der Kugel gelegen ist, daß die Verschiedenheiten seiner Entfernungen von den einzelnen Punkten der Kugeloberfläche verschwinden. Ziehen wir nach einem solchen Punkte U einen Radius von dem Mittelpunkte der Kugel, der ihre Oberfläche in dem Punkte O schneidet. Die Summe unserer Potentiale ist dann in den beiden Endpunkten der Strecke OU gleich Null; sie muß aber auch auf der Strecke OU selbst allenthalben verschwinden. Denn wäre dies nicht der Fall, so müßte das Gesamtpotential etwa von O an bis zu einem gewissen Maximalwerte ansteigen, um dann wieder zu dem Werte Null in dem Punkte U herabzusinken. Ein solches Verhalten wäre aber nur möglich, wenn entweder auf der Strecke OU selbst oder in ihrer Nähe elektrische Massen sich befänden, so daß jede der sie umgebenden Flächen konstanten Potentials zweimal von der Linie OU geschnitten würde. Da nun außerhalb der Kugel keine elektrischen Massen vorhanden sein sollen, so ist diese letztere Möglichkeit ausgeschlossen; das Potential der Kugeloberfläche ist auf der ganzen Strecke OU , d. h. überhaupt in dem Raume außerhalb der Kugel, entgegengesetzt gleich dem Potential der in dem Mittelpunkte konzentrierten Elektrizitätsmenge $-e$. Damit ist aber zugleich bewiesen, daß das Potential der Kugel für alle äußeren Punkte identisch ist mit dem einer Elektrizitätsmenge $+e$, die in ihrem Mittelpunkte konzentriert wird.

Ein direkter Beweis des Satzes ist von TUMLIRZ gegeben worden. Wir denken uns nach ihm eine Elektrizitätsmenge e und einen positiven elektrischen Einheitspol in zwei verschiedenen räumlichen Anordnungen. Bei der ersten sei e in einem Punkte A konzentriert; der Einheitspol befinde sich in unendlicher Entfernung; bei der zweiten sei e auf einer Kugelfläche vom Halbmesser a , deren Mittelpunkt in A liege, gleichmäßig ausgebreitet; der Einheitspol sei gegen e herangerückt; er befinde sich außerhalb der Kugel a in einem Punkte B in der Entfernung b von A . Nun ist die Arbeit, welche wir leisten, um den ersten Zustand in den zweiten überzuführen, von der Art, wie dies geschieht, unabhängig. Wir schlagen zuerst den folgenden Weg ein:

wir bringen die Elektrizitätsmenge e von A weg und breiten sie auf der Oberfläche der Kugel a gleichmäßig aus. Dabei leisten die abstoßenden elektrischen Kräfte eine gewisse Arbeit, die wir durch W bezeichnen. Sodann führen wir den Einheitspol aus unendlicher Entfernung nach B , bei unverändert erhaltener Ladung der Kugel. Dabei leisten wir eine Arbeit, welche nichts anderes ist, als das Potential V der mit der Elektrizitätsmenge e geladenen Kugel a in dem Punkte B . Die ganze Arbeit, die wir gebraucht haben, um die veränderte Verteilung zu bewirken, ist $V - W$. Ein zweiter Weg, der zu demselben Endziele führt, ist der folgende. Wir bringen zuerst den Einheitspol nach dem Punkte B ; dabei leisten wir eine Arbeit, welche nichts anderes ist, als das Potential V' der in A konzentrierten Elektrizitätsmenge e für den Punkt B . Wir legen nun durch B eine Kugel, deren Mittelpunkt A , deren Halbmesser gleich b ist. Wenn wir die Elektrizitätsmenge des Einheitspoles auf dieser Kugel gleichmäßig ausbreiten, so bewegen wir die elektrischen Teilchen senkrecht zu den von A ausstrahlenden Kraftlinien, wir leisten keine Arbeit gegen die von e herrührenden elektrischen Kräfte. Dagegen leisten die Abstoßungen, welche von den auf der Kugel b sich ausbreitenden Teilchen wechselseitig ausgeübt werden, eine gewisse Arbeit. Der Erfolg des Prozesses ist, daß wir innerhalb der Kugel b einen Raum hergestellt haben, der von äußeren elektrischen Kräften frei ist. Wenn wir also jetzt die Elektrizitätsmenge e von A aus wieder auf der Kugel a gleichmäßig verteilen, so hat die dabei gewonnene Arbeit denselben Wert W , wie bei dem zuerst befolgten Verfahren. Nun ergibt sich aus Symmetriegründen, daß die Kraftlinien einer gleichmäßig mit Elektrizität geladenen Kugel durch die von ihrem Mittelpunkte ausgehenden Radien Vektoren dargestellt sein müssen. Wenn wir also die auf der Kugel b verteilte Einheit der Elektrizität auf ihrer Oberfläche wieder nach B zurückführen, während die Ladung der Kugel a unveränderlich bleibt, so wird dabei keine Arbeit gegen die von jener Ladung herrührenden Kräfte geleistet; wir haben nur die wechselseitige Abstoßung der auf der Kugel b bewegten elektrischen Teilchen zu überwinden; dabei wird aber gerade die Arbeit wieder konsumiert, die wir bei dem entgegengesetzten Vorgange zuvor gewonnen hatten. Im ganzen ist also die Arbeit, die bei dem zweiten Verfahren zu der Änderung der elektrischen Verteilung erfordert wird, gleich $V' - W$. Da sie ebenso groß sein muß, wie bei dem ersten Verfahren, so muß $V' = V$ sein, das Potential der mit der Elektrizitätsmenge e geladenen Kugel gleich dem Potentiale der in ihrem Mittelpunkte konzentrierten Elektrizitätsmenge e .

§ 414. Äquipotentialflächen. Wir wollen voraussetzen, daß in der Umgebung eines positiv geladenen Konduktors eine Reihe von Punkten bestimmt sei, welche alle ein und dasselbe Potential V besitzen; eine sie verbindende Fläche nennen wir eine Potentialfläche. Unter einer Potentialfläche V werden wir dann eine solche verstehen, auf welcher das Potential den Wert V besitzt. Da wir von allen Seiten aus dem Unendlichen

gegen den Konduktor herankommen können, so muß er von der Potentialfläche rings umschlossen sein. Verschieben wir unsere elektrische Einheit, unseren Einheitspol längs der Fläche, so kann dabei keine Arbeit geleistet werden, da sich das Potential nicht ändert. Die elektrischen Kräfte müssen somit auf der Potentialfläche senkrecht stehen.

Geht man mit dem Einheitspole von der Potentialfläche V gegen die Oberfläche des Konduktors hin, so leistet man weitere Arbeit, und das Potential muß um ihren Betrag wachsen; man gelangt so auf eine zweite, den Konduktor enger umschließende Potentialfläche. An dem Konduktor selbst muß die elektrische Kraft senkrecht zu der Oberfläche stehen, denn jede der Oberfläche parallele Kraftkomponente würde eine Verschiebung der elektrischen Teilchen in ihr zur Folge haben. Somit wird bei der Bewegung des Einheitspoles längs der Oberfläche keine Arbeit geleistet. Daraus folgt weiter, daß das Potential an der ganzen Konduktoroberfläche denselben Wert hat, daß diese eine Potentialfläche ist, und zwar diejenige, welcher der größte Potentialwert entspricht. Es ist ferner im Falle des Gleichgewichtes das ganze Innere des Konduktors frei von elektrischer Kraft; führen wir den Einheitspol von der Oberfläche weg in das Innere hinein, so wird dabei keine Arbeit geleistet, das Potential hat somit im Innern des Konduktors denselben konstanten Wert wie an der Oberfläche.

Diese Sätze gelten ebenso für einen negativ elektrischen Konduktor; nur ist das ihm zugehörige konstante Potential negativ und kleiner als die Potentiale der den Konduktor umhüllenden Potentialflächen.

Zur Erläuterung dieser Sätze ist in Fig. 473 ein Durchschnitt der Potentialflächen gezeichnet, die einen aus zwei Kugelabschnitten zusammengesetzten Konduktor umhüllen. Fig. 474 gibt die Potentialflächen in der Umgebung zweier sphäroidischer Konduktoren, die durch einen Draht verbunden sind.

Auf einen etwas komplizierteren Fall bezieht sich Fig. 475. Eine isolierte Konduktorkugel A sei mit der positiven Elektrizitätsmenge e geladen. In dem von ihr erzeugten elektrischen Felde befinde sich eine zweite gleichfalls isolierte Konduktorkugel mit dem Mittelpunkte B . Sie wird durch Influenz auf der A zugewandten Seite negativ, auf der abgewandten Seite positiv elektrisch. Die Potentialflächen, wie sie durch die gemeinsame Wirkung der beiden Kugeln erzeugt werden, sind in der Figur durch die ausgezogenen Linien dargestellt; eine davon nimmt die Oberfläche der Kugel B selbst in sich auf, indem sie sich gewissermaßen in zwei Blätter teilt, die, nach außen und innen sich wölbend, den Raum der Kugel B zwischen sich einschließen. Es verdient noch hervorgehoben zu werden, daß man den Wert des Potentials im Innern der Kugel B leicht mit großer Annäherung berechnen kann. In dem Kugelmittelpunkte B ist das Potential der auf der Kugel B selbst befindlichen einander entgegengesetzt gleichen Influenzelektrizitäten gleich Null; hier also ist das