

Informationsblätter zur Fortbildung
von Lehrern an Höheren Schulen

Wissenschaftliche Nachrichten



Gewidmet von der
ZENTRALSPARKASSE
DER GEMEINDE WIEN

Nr. 1 - April 1963

Zum Geleit

Die wissenschaftlichen Veröffentlichungen haben in den letzten Jahrzehnten auf allen Gebieten einen ungeheuren Umfang angenommen und eine solche Spezialisierung erfahren, daß es dem Lehrer, der sich in seinem Fachgebiet fortbilden will, unmöglich ist, aus der großen Zahl von wissenschaftlichen Arbeiten selbst die herauszufinden, die von allgemeinem Interesse sind. Die Mitarbeiter der „Wissenschaftlichen Nachrichten“ wollen hier helfend eingreifen, indem sie in Zusammenarbeit mit den berufenen Stellen aus den wissenschaftlichen Zeitschriften die für die Fort-

bildung der Lehrer wichtigen Veröffentlichungen herausuchen und deren Inhalt durch Besprechung in den „Wissenschaftlichen Nachrichten“ den Lehrern zugänglich machen. Wie weit dieses Ziel erreicht werden kann, wird vor allem von der Mitarbeit der berufenen Persönlichkeiten abhängen. Der Anfang wurde mit Arbeiten aus der Physik gemacht. Doch sollen die „Wissenschaftlichen Nachrichten“ allen Fachgebieten offen stehen.

Ich wünsche all denen, die einen fühlbaren Mangel in der Fortbildung der österreichischen Lehrer beheben wollen, indem sie an den „Wissenschaftlichen Nachrichten“ mitarbeiten, volles Gelingen ihres großen Vorhabens.

Besonderer Dank gilt der Zentralsparkasse der Gemeinde Wien, die sich ohne Zögern bereit erklärt hat, die schwierige Frage der Finanzierung zu lösen. Sie hat damit der wissenschaftlichen Fortbildung der Lehrer an den Höheren Schulen einen großen Dienst erwiesen.

LSI Dr. Felix Stark

Der Maser

Seit Beginn des Jahres 1961 ist diese Bezeichnung wiederholt in der Weltpresse anzutreffen gewesen, ein Hinweis, daß das einschlägige Forschungsgebiet bereits über die reine Theorie hinausgewachsen ist und für den Techniker verwertbare Ergebnisse hervorzubringen verspricht. Wer die Entwicklung der Physik mit Interesse verfolgt, wird gut daran tun, die Maserforschung im Auge zu behalten.

Das Wort MASER ist die Aufeinanderfolge der Anfangsbuchstaben von „Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation“. Die Bedeutung dieser Worte gibt einen ersten Hinweis auf den Inhalt des Begriffes Maser: Verstärkung im Bereich hoher Frequenzen u. zw. beginnend bei den mm-Wellen bis zu

den optischen Wellen, wo die in der Schwachstromtechnik üblichen Methoden versagen.

Wieder ist es die Quantenphysik, die das Problem von einer ganz anderen Seite angreift und realisierbare Wege zur Lösung aufzeigt.

Die Atome, aus denen ein Körper oder Gas zusammengesetzt ist, befinden sich in bestimmten Quantenzuständen, die durch die Energiewerte E_1, E_2, \dots gekennzeichnet sind. Dabei darf nicht nur an die Elektronenkonfiguration innerhalb der Atome gedacht werden, sondern auch an die Quantenzustände der Atome im Molekülverband, an die Schwingungen im Kristallgitter, die energetisch verschiedenen Einstellungen im Magnetfeld u. v. a. Die Besetzungszahlen der quantenmechanisch möglichen Energieniveaus hängen von der Temperatur ab und pendeln im thermodynamischen Gleichgewicht um die statistischen Mittelwerte, die durch die Wahrscheinlichkeiten der verschiedenen Zustände festgelegt sind. Die Wärmebewegung bewirkt dauernd unelastische Stöße mit Übergängen zu höheren

Niveaus, die nach einer meist sehr kurzen Verweilzeit unter Ausstrahlung wieder verlassen werden. Normalerweise ist es so, daß das tiefere Energieniveau stärker besetzt ist als das höhere.

Gelingt es aber, durch Energiezufuhr von außen ein höheres Niveau stärker zu besetzen als den Grundzustand (d. h. die Substanz zu „aktivieren“) und gleichzeitig die Rückkehr in einen tieferen Zustand zu unterdrücken, indem man z. B. die diese Rückkehr auslösenden Wärmestöße durch Arbeiten bei extrem tiefen Temperaturen nahezu völlig ausschaltet, dann bleibt die Substanz aktiviert. Die Energiezufuhr für die Aktivierung kann durch Einstrahlung elektromagnetischer Wellen geeigneter Frequenz (Pumpstrahlung), durch Einwirken von Magnetfeldern usw. erfolgen.

Trifft nun von außen eine Strahlung auf die aktivierte Substanz, deren Quanten mit der Energiedifferenz zwischen Aktivierungsniveau und Grundniveau übereinstimmen, dann löst sie — egal wie schwach sie auch sein mag — eine Rückkehrlawine aus, durch welche der Maser die empfangene Frequenz ungeheuer kräftig als induzierte Strahlung emittiert.

Bei sehr tiefer Temperatur (flüssiges He) fällt das Eigenrauschen der Empfangsgeräte weitgehend aus, weil keine nennenswerte Wärmebewegung mehr existiert. Man kann dann (z. B. in der Radioastronomie) Signale aufnehmen, die ansonsten vom Eigenrauschen überdeckt würden. Die Vorverstärkung mit einem Maser vergrößert ihre Amplitude so sehr, daß die weitere Verstärkung in konventioneller Weise erfolgen kann.

Die Arbeitssubstanz eines Masers kann fest oder gasförmig sein. Als Festkörpermaser wird meist der Rubin genannt (Al_2O_3), in dessen Gitter 0.05% der Al-Ionen durch paramagnetische Cr-Ionen ersetzt sind. (Es gibt aber auch andere Stoffe, die als Maser in Betracht kommen.) Die Cr-Ionen und nicht die Al-Ionen repräsentieren die Arbeitssubstanz. Sie werden von einem Magnetfeld angeregt, in dem sie quantenhaft kreiseln.

Es ist nicht uninteressant, einige Daten anzuführen, die Dr. H. Happ in einem Artikel über Festkörpermaser in Heft 19, 1961, S. 595 ff., in der „Umschau in W. u. T.“ veröffentlicht hat. Danach arbeitet ein Wanderwellenmaser bei einer Temperatur von 1,5° K, auf einer mittleren Frequenz von 5,85 GHz, mit der Bandbreite von 25 MHz. Die erzielte Verstärkung ist 1030fach, die Magnetfeldstärke beträgt fast 4000 Oersted, die Pumpleistung 0,5 W.

Der Rubin kann aber auch als optischer Maser dienen. Dann liegt der Kristall in der Achse einer Neonblitzröhre, die etwa die Form einer aus wenigen Windungen bestehenden Schraublinie hat, über die sich ein Kondensatorsatz entlädt. Das grüne Licht der Entladung aktiviert die Cr-Ionen. Die induzierte Strahlung hat die Wellenlänge $\lambda = 6943 \text{ \AA}$, das ist rotes Licht. Die Betriebstemperatur ist angenehmerweise Zimmertemperatur. Leider ist vorläufig nur Impulsbetrieb möglich, das Nachpumpen der Anregungszustände geht noch zu langsam vor sich (Pumpleistung 500 W). An Stelle des Rubins könnte auch CaF_2 mit Samarium-Ionen als Fremdelementen im Gitter genommen werden. Allerdings erfordert dieser Kristall sehr tiefe Betriebstemperaturen.

Gasmaser enthalten in einer Gasentladungsröhre von fast 1 m Länge ein Gasgemisch, etwa He und Ne.

Die Gasentladung zieht durch Stoß eine Anregung der He-Atome vom Grundniveau A auf das höhere Niveau B nach sich. Ne besitzt 3 Niveaus L, M, N (nach wachsender Energie geordnet), wobei die Energiedifferenz zwischen B und A etwas größer ist als zwischen N und L. Dieser Umstand ist maßgebend für die Wahl der beiden Gase! Die angeregten He-Atome übertragen beim Stoß ihre Energie auf die Ne-Atome und aktivieren sie dadurch. Der Übergang von N zum tieferen Niveau M ist von der Emission der induzierten Strahlung begleitet. Infolge der Aufspaltung der Ne-Niveaus besitzt der Gasmaser 5 Arbeitsfrequenzen im Bereich zwischen $\lambda = 11180 \text{ \AA}$ und 12070 \AA (infrarot). Aktivierungsleistung ist 500 W. Die Linien sind sehr scharf, ihre Breite beträgt weniger als 100 kHz. In Anbetracht der hohen Frequenz von 10^{14} Hz ist $\frac{\Delta v}{v} = 10^{-9}$! Die kräftigste

der abgestrahlten Lichtsorten hat immerhin eine Leistung von 15 mW. Wollte man dieselbe Leistung in diesem schmalen Frequenzbereich durch Erhitzen eines schwarzen Körpers erzielen, müßte er auf eine Mindesttemperatur von 100 Millionen Grad C gebracht werden! Das rührt daher, daß die Atome der Arbeitssubstanz die induzierte Strahlung nicht unabhängig voneinander aussenden, sondern gewissermaßen auf Kommando.

Das wäre in groben Umrissen die Arbeitsweise des Masers. Bleibt noch die weitere Verwendungsmöglichkeit zu schildern, nämlich der Maser als **Oszillator**.

Wenn Vorsorge getroffen wird, daß die induzierte Strahlung den Maser nur zu einem geringen Prozentsatz verlassen kann, dann induziert die in der Arbeitssubstanz verbleibende Strahlung immer neue Emission, so daß sogar die sekundäre Ausstrahlung nach Abschalten der von außen kommenden auslösenden Strahlung erhalten bleibt.

Der Strahlenkäfig entsteht durch Einspannen des Kristalls oder des Gases zwischen zwei außerordentlich genau geschliffene parallele Spiegel, welche nicht ganz undurchlässig sind und Strahlung nach außen gelangen lassen. Wellenzüge, die nicht normal auf die Spiegel fallen, werden nach wenigen Reflexionen seitlich nach außen geworfen. Die senkrecht auftreffenden Wellen hingegen verbleiben lange genug zwischen den Spiegeln, um laufend eigeninduzierte Strahlung zu produzieren. Das Strahlenbündel, das durch die schwachdurchlässigen Spiegel tretend den Maser verläßt, hat die weitere höchst bedeutungsvolle Eigenschaft, nahezu parallel zu sein. Die Divergenzwinkel sind kleiner als 1 Bogenminute und werden, wie späteren Publikationen zu entnehmen ist, immer stärker verringert. Das ermöglicht eine präzise gezielte Strahlung höchster Intensität.

Die große Bedeutung des Masers für die Nachrichtentechnik liegt in der kleinen Bandbreite im Verhältnis zur benützten Frequenz von ca. 10^{14} Hz und mehr. Das ermöglicht den simultanen Betrieb von vielen tausenden Sendern auf einem Lichtnachrichtenband, Sprechverbindung mittels moduliertem Licht, indem man den Maser wie einen Scheinwerfer einfach auf den Empfänger (Flugzeug!) richtet usw. Auch die Erzeugung von starkem infraroten Licht ohne Wärme ist wertvoll.

(„Umschau i. W. u. T.“, Heft 19, 1961, S. 595 ff. und Heft 5, 1962, S. 133—136.)

Daten des 28-GeV-Synchrotrons der CERN bei Genf

Der torusförmige Beschleunigungskanal hat einen Durchmesser von 200 m, einen Umfang von 623 m. Der Querschnitt des Kanals beträgt $8 \times 15 \text{ cm}^2$, der Querschnitt des darin kreisenden Protonenbündels beträgt $6 \times 10 \text{ cm}^2$. Trotzdem sind die Wandverluste äußerst gering. Die Beschleunigungskammer wird von 50 Vakuumpumpen evakuiert und ruht auf 80 Betonpfeilern mit einem Durchmesser von je 2 m, die bis zum felsigen Untergrund reichen.

Die Protonen werden auf 50 MeV vorbeschleunigt, ehe sie in den großen Kanal eintreten. Dort machen sie 500.000 Umläufe, wozu die Zeit von einer Sekunde benötigt wird. Die Endgeschwindigkeit, mit der sie auf das Ziel (Fotoemulsion, Blaskammer, Nebelkammer usw.) treffen, ist $v = 299.583,0 \text{ km/sek}$, das ist nur um 0,07% weniger als die Lichtgeschwindigkeit $c = 299.792,9 \text{ km/sek}$.

Das Magnetfeld wird von 100 Elektromagneten erzeugt, die ein Gesamtgewicht von 3250 t besitzen. Das Gewicht der Cu-Wicklungen beläuft sich auf 220 t Cu. Im Magnet werden 14 MWsek an Energie gespeichert, die Spitzenleistungsaufnahme im Magnet ist 34,6 MW. Eine Magnethälfte enthält 264 Bleche von 1,5 mm Dicke, die durch Papier getrennt sind. Ferner gibt es Spulen mit Al-Windungen, welche hohl sind, damit darin Kühlwasser, das vollkommen von allen mineralischen Stoffen befreit wurde, in geschlossenem Kreislauf strömen kann.

Die Vermeidung nennenswerter Wandverluste erfordert höchste Genauigkeit in der Dimensionierung der Anlage und besonders der Magnete. Der Unterschied in der Stärke der Felder der einzelnen Magnetblöcke darf höchstens 0,1% betragen. Die Magnete müssen in der Ausrichtung eine Genauigkeit von 0,1 mm auf 100 m Entfernung aufweisen, die Bleche sogar auf 0,01 mm genau bearbeitet sein.

Die Fokussierung der Teilchen erfolgt nach der Methode des „alternierenden Gradienten“. Der Name leitet sich aus der Tatsache ab, daß zur axialen und radialen Stabilisierung der Protonen die Feldstärken der Einzelmagneten abwechselnd nach außen hin ab- und zunehmen, der Feldgradient also ständig sein Vorzeichen wechselt.

Die Welligkeit des Gleichstroms ist geringer als 0,5%. Ein Schwungrad von 45 t Gewicht speichert oder liefert je nach Bedarf Energie.

Das Synchrotron war für 25 GeV geplant, wurde aber so hervorragend berechnet und ausgeführt, daß man sogar 28 GeV Protonenenergie erreichte. Der Preis der Anlage belief sich auf 720 Millionen S (1959 fertiggestellt), die jährlichen Erhaltungskosten betragen 360 Millionen S. Die Berechnung nahm 6 Jahre in Anspruch.

Das Synchrotron der CERN ist eine europäische Gemeinschaftsleistung, in der die namhaftesten Gelehrten aus den Völkern des Kontinents mustergültig zusammengearbeiteten. Die Qualität dieser engen Kooperation geht auch daraus hervor, daß die Zeit zwischen Fertigstellung und endgültiger Freigabe für den Forschungsbetrieb, in welcher die Anlage erprobt und korrigiert werden

muß, wesentlich kürzer ausfiel, als vorgesehen war und normalerweise üblich ist.

(„Die Umschau in W. u. T.“, 1960, Heft 21, S. 641.)

Der Mössbauer-Effekt

Der β -Zerfall radioaktiver Kerne erfolgt mitunter in zwei Stufen. Sie gehen nicht sofort in stabile Kerne über, sondern verweilen nach der β -Emission kurz in einem angeregten Zustand, ehe sie unter weiterer Emission eines γ -Quants den Grundzustand eines stabilen Endkernes erreichen.

Setzt man umgekehrt den stabilen Tochterkern einer γ -Strahlung von genau der gleichen Frequenz aus, so geht er unter Absorption der γ -Quanten in den angeregten Zustand über.

Benützt man radioaktives Os^{191} als Emittor, dann zerfällt es zuerst unter β -Emission in angeregte Ir^{191} -Kerne, die nach ganz geringer Verweilzeit eine 129 keV Strahlung aussenden und dadurch das stabile Grundniveau erreichen. Der Energie eines 129 keV Quants entspricht die Wellenlänge von cca 10^{-9} cm .

Diese Kernresonanzabsorption (abgekürzt K-R-A) könnte man folgendermaßen experimentell nachweisen: Die 129 keV Quanten, die von einem aus Os^{191} gebildeten Emittor ausgehen, werden mittels einer Registriervorrichtung festgestellt. Schiebt man in den Strahlengang zwischen Emittor und Registriergerät ein absorbierendes Blech aus stabilem Ir^{191} , so müßte ein erheblicher Teil der γ -Quanten absorbiert werden, die registrierte Zahl derselben würde merklich abfallen.

Bei der Durchführung dieses Experimentes zeigte sich nun kein oder nur ein sehr geringer Absorptionseffekt u. zw. auf Grund auftretender Rückstoßverluste.

Wie jede Absorption kann auch die K-R-A nur eintreten, wenn die Resonanzbedingung erfüllt ist, d. h. wenn der Frequenzbereich, in dem der Emittor merklich strahlt (d. i. im Bereich der Breite der emittierten Linie) und der ebenso breite Frequenzbereich, in dem Absorption stattfindet, einander ganz oder teilweise überlappen. Ereignet sich aus irgendwelchen Gründen (z. B. Dopplereffekt) eine stärkere Verschiebung der Bereiche gegeneinander, hört auch die Resonanzabsorption auf. Bei Bereitstellung ausreichend empfindlicher Meßeinrichtungen kann durch allmähliches Verschieben der beiden Bereiche gegeneinander am Geringerwerden der Absorption die Linienbreite, ja sogar die Linienkontur ermittelt werden.

Zwischen der sogenannten natürlichen Breite ΔE einer Emissionslinie und der Verweilzeit Δt im angeregten Zustand (die auch Lebensdauer des betreffenden Energieniveaus heißt) besteht die Heisenbergsche Unschärferelation:

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg. sek.} = 6,55 \cdot 10^{-16} \text{ eV. sek.}$$

Je größer die Verweilzeit, desto schärfer fällt die Linie aus. Das Verhältnis zwischen Frequenz und Breite der in Erörterung stehenden 129 keV Linie ist ungemein klein, nämlich $\frac{6,5 \cdot 10^{-6}}{1,29 \cdot 10^5} = 5 \cdot 10^{-11}$ und in diesem Umstand liegt die außerordentliche meßtechnische Bedeutung der K-R-A.

Zn^{67} besitzt ein angeregtes $E = 92 \text{ keV}$ -Kernniveau, dessen natürliche Breite gar nur $\Delta E = 4,8 \cdot 10^{-11} \text{ eV}$ ist,

woraus sich das Verhältnis $\frac{\Delta E}{E} = 5.10^{-16}$ ergibt. Schon **der Dopplereffekt einer Relativbewegung von 0,15 μ /sek** (d. i. von 5 Metern pro Jahr) zwischen Emittier und Absorber unterdrückt die Absorption! Man könnte auch sagen, die K-R-A an Zn^{67} zeigt eine Frequenzabweichung von einer einzigen Schwingung je Sekunde bei 2000 Billionen Schwingungen je Sekunde an.

Angesichts der dargelegten Sachverhalte ist es verständlich, daß große Anstrengungen zur experimentellen Beherrschung der K-R-A gemacht wurden. Das Bemühen galt in erster Linie der Ausschaltung aller Einflüsse, welche den Absorptionseffekt stören. Die geringe Linienbreite bewirkte natürlich eine mimosenhafte Störanfälligkeit.

Von Haus aus bestand eine Möglichkeit, Resonanz herbeizuführen, nämlich durch thermische Verbreiterung der Linie. Je heißer der Emittier, desto rascher schwingen seine Gitteratome und desto mehr verbreitert der Dopplereffekt dieser ungerichteten Bewegung die Linie. Aber gerade die Linienverbreiterung vergrößert die Genauigkeit der Meßergebnisse und beeinträchtigt die für den Physiker wichtigsten Informationen aus dem Effekt.

Es muß noch darauf hingewiesen werden, daß die ausgestrahlte Linie aus zwei Komponenten besteht, einer breiten thermischen und einer kräftigen, ungemein schmalen von der natürlichen Breite — beide mit demselben Frequenzschwerpunkt. Meßtechnisch ist nur die scharfe Komponente interessant, die kurz „Mössbauerlinie“ genannt wird. Jeder Emittier hat also „seine“ Mössbauerlinie. Die rechnerische Begründung ist durchaus elementar und in einer Arbeit von Sapiro, Fortschritte der Physik, 1961, S. 329—343, nachzulesen.

Die Resonanzabsorption kann für die Mössbauerlinie nicht ohne besondere Vorkehrungen beobachtet werden, weil das emittierende Atom der Masse M vom ausgestrahlten γ -Quant $E = h \cdot \nu_0$ einen Rückstoß erhält, dessen Energie $R = \frac{E^2}{2Mc^2}$ ist. Um diesen Betrag ist die Energie

des Photons verkleinert, es gilt $h \cdot \nu_{\text{emitt}} = h \cdot \nu_0 - \frac{E^2}{2Mc^2}$

Der Rückstoßverlust beträgt bei $E = 129 \text{ keV}$ und dem Atomgewicht 191 beispielsweise 0,035 eV. Das übersteigt weit die Breite der Mössbauerlinie, die Resonanzbedingung ist nicht mehr erfüllt. Außerdem gibt es bei der Absorption nochmals den gleichen Rückstoßverlust,

denn $h \cdot \nu_{\text{abs}} = h \cdot \nu_0 + \frac{E^2}{2Mc^2}$

Die Gesamtverschiebung beträgt daher

$$h \cdot \nu_{\text{abs}} - h \cdot \nu_{\text{emitt}} = \frac{2R}{h}$$

Wie schon gesagt, ist die Verwischung der Rückstoßverschiebung und Wiederherstellung der K-R-A durch thermische Dopplerverbreiterung der Linie wenig reizvoll, also versuchte man es mit dem Dopplereffekt des bewegten Emittiers. Moon war 1951 in dieser Hinsicht erfolgreich, er erteilte dem Emittier in einer Ultrazentrifuge die namhafte Geschwindigkeit $v = 100 \text{ m/sek}$. Es bedarf keiner großen Phantasie um einzusehen, daß solche Experimente kein reines Vergnügen bereiten.

Auch R. Mössbauer beschäftigte sich mit dem Problem und variierte die Versuchsparameter. Dabei stellte er gegen jede theoretische Erwartung fest, daß bei starker Abkühlung die K-R-A der schmalen Komponente trotz unveränderter Linienschärfe ausgezeichnet zu beobachten war. Er ging nun der Sache

theoretisch nach und erkannte die Ursache des seltsamen Verhaltens im Tieftemperaturbereich. Die Metallatome bilden ein Kristallgitter und sind als dessen Bausteine in schwingender Bewegung begriffen, umso heftiger, je höher die Temperatur liegt. Wie alle atomaren Größen ist auch die Schwingungsenergie gequantelt, ihre kleinsten Einheiten heißen Phononen.

Daraus folgt, daß eine Energie, die unterhalb derjenigen eines Phonons bleibt, von einem einzelnen Gitterelement nicht aufgenommen zu werden vermag, also auf den Kristall als ganzen übergehen muß. Das tritt bei tiefen Temperaturen ein, Mössbauer arbeitete u. a. bei der Temperatur des flüssigen Sauerstoffs.

Das Wiedererscheinen der K-R-A bei tiefen Temperaturen stellt den Mössbauer-Effekt dar, die Rückstoßverluste sind sozusagen „eingefroren“.

Die experimentellen Vorsichtsmaßnahmen waren umfangreich, es mußte wirklich an alles gedacht werden, laufend gab es Kontrollmessungen mit einem Pt^{191} -Vergleichsabsorber usw.

An die erste Versuchsreihe, bei der das Hauptgewicht auf der Temperaturvariation im Bereich zwischen -190°C und $+20^\circ \text{C}$ lag, schloß sich die zweite, in deren Verlauf die Quelle — bereits auf die optimal tiefe Temperatur gebracht — mit sehr geringer Geschwindigkeit bewegt wurde, um das Verschwinden der Absorption zu beobachten und zu messen. Bereits bei $v = 1,2 \text{ cm/sek}$ war sie auf die Hälfte gesunken. Das entspricht einer energetischen Dopplerverschiebung von $4,6 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$ und bot die Möglichkeit, die natürliche Linienbreite einwandfrei zu messen.

Analoge Untersuchungen erfolgten nach den bahnbrechenden Arbeiten Mössbauers an Ta^{182} , Fe^{57} , Au^{197} , Sn^{119} , Re^{187} , Zn^{67} .

Eine gleichartige Resonanzabsorption ist schon lange für die Atomhülle bekannt. Dort spielen jedoch die Rückstoßverluste gar keine Rolle, weil die beteiligten Energiequanten im Vergleich zu den Kernquanten verschwindend klein sind.

Anwendung des Mössbauer-Effektes

Der Versuch von Rebka und Pound. (Beschrieben von I. Y. Krause und G. Lüders, Göttingen, in „Naturwissenschaften“, 1961, 2. Jännerheft, S. 34—36.)

Die experimentelle Überprüfung der allgemeinen Relativitätstheorie begegnet wegen der geringfügigen Effekte den denkbar größten Schwierigkeiten. Daher ergriff man die durch den Mössbauer-Effekt sich abzeichnenden Möglichkeiten mit Freude.

Rebka und Pound setzten sich zum Ziele, die Rotverschiebung der Spektrallinien im Schwerfeld der Erde nachzuweisen, wie sie von der allg. Rel.-Th. gefordert wird. Sie mußten, da der Gesamteinfluß der irdischen Gravitation bei Versuchen auf der Erdoberfläche nicht eliminierbar ist, die relative Linienverschiebung bestimmen, die als Folge der Abnahme der Schwerkraft mit der Höhe eintritt. Es ist kaum zu glauben, aber ein Höhenunterschied von nur 22,5 m zwischen Emittier und Absorber war für das Vorhaben ausreichend. Die experimentelle Leistung ist daran zu ermessen, daß vorher nicht einmal das 28mal das Erdfeld übertreffende

Gravitationsfeld der Sonne zur Feststellung der behaupteten Rotverschiebung ausreichte. Sie ist derart klein, daß sie von vielen anderen, ebenfalls winzigen Einflüssen, überdeckt wird.

Rebka und Pound benützten Co^{57} , welches durch Diffusion in das Gitter von reinstem Fe-Blech eingebaut wurde, als Emitter. Als Absorber, der 22,5 m unterhalb der Quelle angebracht war, diente ein 0,1 mm dickes Eisenblech, welches Fe^{57} enthielt. Quelle und Absorber mußten auf gleicher Temperatur gehalten werden, weil schon eine Differenz von 1°C diese Verschiebung wie der zu erwartende Effekt nach sich zieht. Ihr Betrag ist das $2,4 \cdot 10^{-15}$ -fache der ausgesandten Frequenz. Schuld daran ist die relativistische Massenänderung bei Temperaturschwankungen, die mit dem veränderten Energieinhalt zusammenhängt. Das beeinflußt die Gitterschwingungen, die etwas andere Werte annehmen.

Co^{57} fängt ein Elektron aus der eigenen Atomhülle ein und geht dabei in angeregtes Fe^{57} über, welches seinerseits nach Abstrahlung von 136 keV-Quanten stabil wird. Die Mössbauer-Linie dieses Prozesses ist ganz schmal, schon bei einer Geschwindigkeit von $v = 0,017$ cm/sek sinkt die K-R-A auf die Hälfte. Das entspricht einer Energiedifferenz $\Delta E = 0,8 \cdot 10^{-9}$ eV.

Der Quelle erteilte man zwei genau gleich große, aber entgegengesetzt gerichtete Vertikalgeschwindigkeiten $\pm w$, wobei jedesmal die vom Absorber durchgelassenen γ -Quanten unterhalb desselben von einem Szintillationszähler registriert wurden. Der Dopplereffekt der Vertikalbewegung verstärkte bzw. schwächte den Unterschied in der relativistischen Verschiebung der

Emitter- und Absorberfrequenz, wie sie als Folge der unterschiedlichen Stärke des Schwerfeldes in beiden Höhen eintrat. Aus dem Vergleich der Zählraten $N(+w)$, $N(-w)$ konnte die Verschiebung (es war eine Violettverschiebung, weil am höheren Ort der Quelle die kleinere Feldstärke herrschte) ermittelt werden.

Das Ergebnis bestätigte gut die Prognose der allgemeinen Relativitätstheorie:

$$\text{Meßwert} \dots \dots \dots \frac{\Delta\nu}{\nu} = (5,13 \pm 0,51) \cdot 10^{-15}$$

$$\text{Vorausgesagter Wert} \dots \dots \frac{\Delta\nu}{\nu} = 4,92 \cdot 10^{-15}$$

Die elementare Erklärung der Linienverschiebung in Schwerfeldern benützt den Dopplereffekt verbunden mit dem Äquivalenzprinzip: Erfährt eine Masse in einem Punkt eines Gravitationsfeldes die Beschleunigung g , so ist der Ablauf irgend eines physikalischen Geschehens genau derselbe, als wenn keine Schwerkraft herrschte, dafür aber das ganze System in einer Bewegung mit der gleichförmigen Beschleunigung $-g$ (also gegen das ursprüngliche Feld) begriffen wäre.

Denkt man sich Quelle Q und Absorber A beschleunigt nach oben bewegt, dann wird die Strahlung, die von der höher gelegenen Quelle Q ausgeht, eine gewisse Zeit t benötigen, ehe sie nach A gelangt. In dieser Zeit t wirkte auf A die Beschleunigung weiter und A besitzt eine etwas größere Geschwindigkeit als im Zeitpunkt der Strahlungsemission. Diese höhere Geschwindigkeit von A bewirkt eine Violettverschiebung der eintreffenden Strahlung, ganz wie sie von der allgemeinen Relativitätstheorie gefordert wird.

Wirkungsquerschnitt der Neutrinos

W. Pauli gibt den Wirkungsquerschnitt des Neutrinos mit $(6,7 \pm 1,5) \cdot 10^{-43}$ cm² in seinem Buch „Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie“, VIEWEG 1961, S. 160 und 171, an. Erst eine Pb-Schicht mit einer Dicke von cca. 100 Lichtjahren würde gegen Neutrinos abschirmen. Ihr magnetisches Moment beträgt weniger als 10^{-9} Bohrsche Magnetonen. Diese extrem niedrige Wechselwirkung mit anderen Partikeln macht den späten Zeitpunkt des experimentellen Neutrinonachweises verständlich.

Plasmabrenner

Unter einem Plasma versteht man ein Gas von so hoher Temperatur, daß infolge der Wärmebewegung seine Atome ionisiert sind. Für Stickstoff setzt die thermische Dissoziation der Moleküle bei 3000°K ein und ist bei 11.000°K abgeschlossen, d. h. das Gas ist vollständig einatomig geworden. Schon bei einer etwas tieferen Temperatur kommt es bereits bei einigen Atomen zur (thermischen) Ionenbildung, also zur Umwandlung des Gases in ein Plasma. Je höher die Temperatur steigt, desto geringer wird die Wahrscheinlichkeit für

Rekombinationen von Elektronen und Ionen bis schließlich der vollständige Plasmazustand erreicht ist.

Die große Anzahl freier Elektronen verleiht jedem Plasma eine hervorragende, die metallische erheblich übersteigende elektrische Leitfähigkeit. Wird daher in einem Plasma eine Potentialdifferenz aufrecht erhalten, so fließen starke Ströme, welche von kräftigen Magnetfeldern umgeben sind. Das Magnetfeld wirkt auf die stromführende Plasmasäule einschnürend (gleichgerichtete Stromfäden ziehen einander an!). Diese Erscheinung heißt Pincheffekt. Die Querkontraktion des Plasmas durch den Pincheffekt ist natürlich von einer weiteren Temperaturerhöhung begleitet.

In einem Plasmabrenner befindet sich ein Hochstromlichtbogen zwischen einer hohlen zylindrischen Wolframkathode, deren Inneres Kühlwasser durchströmt und einer ebenfalls von innen her mit Wasser gekühlten Kupferanode. Die Anode besitzt einen zentralen Kanal von sehr kleinem Querschnitt, durch den das Plasma tritt und rein mechanisch eingeeengt wird. Auf der der Kathode abgewendeten Anodenseite strömt die Plasmaflamme (in Fortsetzung des Lichtbogens) aus dem Kanal und kann auf das gewünschte Objekt gerichtet werden.

Die Leistungsaufnahme des Plasmabrenners liegt im Durchschnitt bei etwa 50 kW, die Betriebsspannung schwankt zwischen 40 und 120 V. Die erzielten Temperaturen hängen von der Gasfüllung ab. Mit He erreicht man 20.200°K , mit A 14.700°K . Es wurden aber auch schon Brenner mit 4000 kW gebaut. Die maximal

erzielte Temperatur betrug 1961 50.000° K. Als Geschwindigkeit des Plasmastrahls wurden Werte bis zu 9000 m/sek gemessen.

(„Umschau i. W. u. T.“, 1961, Heft 23, S. 713, Dr. Ing. Helmut Mayer, Max-Planck-Inst. Würzburg)

Die Struktur von Proton und Neutron

Genau so wie E. Rutherford seinerzeit durch Streuung von Strahlen geladener Teilchen an Atomen die feinere Struktur der Atome gefunden hatte (positiver Kern, um den sich negative Elektronen bewegen), versuchten in der letzten Zeit unabhängig voneinander R. Hofstadter (Stanford Univ.) und R. Wilson (Cornell Univ.) durch Streuung von Elektronenstrahlen an Wasserstoff- bzw. Deuteriumkernen über den Feinbau des Protons und Neutrons genaueres zu erfahren. Die Arbeiten führten trotz selbständiger Durchführung zu übereinstimmenden Ergebnissen. Als streuende Substanz verwendete man Homologe des Äthylens C_nH_{2n} , denen dann Deuterium beigemischt wurde, um auch Neutronen in die Arbeitssubstanz einzubauen.

R. Hofstadter erhielt (zusammen mit R. Mössbauer) den Physiknobelpreis 1961.

Die Energie der Elektronen mußte natürlich ziemlich hoch sein, damit sie beim ganz nahen Vorbeiflug am, bzw. Eindringen in den Kern nicht allzu stark abgelenkt würden, wodurch die Rückschlüsse aus dem Streumuster zu vage gewesen wären.

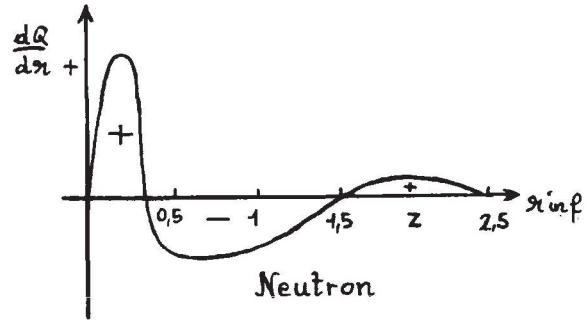
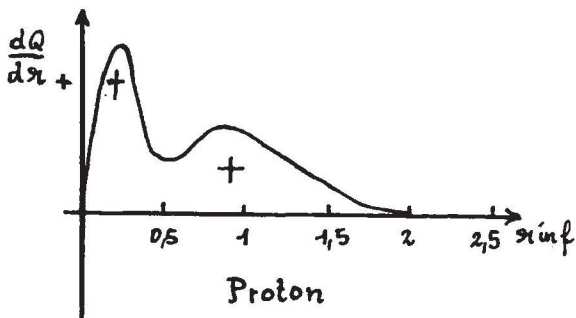
R. Hofstadter beschleunigte die Elektronen in einem Linearbeschleuniger auf 0,9 GeV, R. Wilson verwendete Elektronen von 1,3 GeV aus einem Elektronensynchrotron.

Die nachstehenden Diagramme zeigen die Ladungsverteilung im Proton und Neutron auf Grund der erwähnten Versuche. Als Ordinate ist die Ladungsdichte, als Abszisse die Entfernung r vom Teilchenmittelpunkt in „Fermi“ ($1 f = 10^{-13}$ cm) aufgetragen.

Man erkennt, daß für jedes Teilchen bei 0,2 f der erste — positive — Ladungsschwerpunkt liegt. Der zweite Schwerpunkt findet sich im Abstand $r = 0,8 f$, aber beim Proton ist diese Ladung positiv, beim Neutron negativ. Es handelt sich offenbar um Wolken von positiven bzw. negativen π -Mesonen.

Die Möglichkeit, daß es sich bei beiden Teilchen um verschiedene Modifikationen ein und derselben Wesenheit handeln könnte, ist nicht von der Hand zu weisen.

(„Phys. Rev. Letters“, 1960, S. 261; „Proc. of the 1960 Annual Int. Conf. on High En. Phys. at Rochester“, S. 757.)



Fernste Sternnebel

Durch die Radioastronomie erlangte man Kenntnis von Himmelsobjekten, deren elektromagnetische Strahlung im Bereich der Radiofrequenzen erheblich stärker ist als im optischen Gebiet. Ihre Radiostrahlung wird einwandfrei empfangen, während ihre Lichtemission unmerklich bleibt.

Besonders eindrucksvoll erwies sich dies bei einer Radioquelle im Bootes, welche 1959 in Cambridge entdeckt und 1961 mit dem 5-Meter-Spiegel auf dem Mount Palomar nach einer Belichtungszeit von 9 Stunden auch optisch als ganz schwaches Lichtfleckchen fotografiert wurde. Aus der Dopplerverschiebung ergab sich eine Fluchtgeschwindigkeit von 46% der Lichtgeschwindigkeit. Das bedeutet, daß das nahe Ultraviolett grün erscheinen müßte. Auf Grund des Hubbleschen Gesetzes und dieser Fluchtgeschwindigkeit von 138.000 km/sek schätzt man die Entfernung des Objektes auf cca. 6 Milliarden Lichtjahre.

Die intensive Radiostrahlung deutet darauf hin, daß es sich um zwei Galaxien handeln könnte, die einander durchdringen. Derartige Kollisionen sind nämlich von stärkerer Radiostrahlung begleitet.

(„Umschau in W. u. T.“, 1961, Heft 6, S. 183, Autor: W. P.)

Daten des 31-GeV-Synchrotrons in Brookhaven, USA

Die Beschleunigung der Teilchen auf die Endenergie von 31 GeV erfolgt in drei Stufen:

1. Vorbeschleunigung auf 0,75 MeV in einem Cockroft-Wolton-Generator.
2. Beschleunigung auf 60 MeV in einem Linearbeschleuniger von 33 Meter Länge mit 124 Rohrelektroden.
3. Beschleunigung auf 31 GeV in der kreisförmigen Beschleunigungsbahn. Ihr Durchmesser beträgt 250 m, ihr Umfang etwa 800 m. Sie ist umgeben von einem Ringmagnet mit 240 Segmenten, dessen Gesamtgewicht von 4000 t im Vergleich zu früheren, wesentlich kleineren Beschleunigungsmaschinen sehr gering ist.

In der letztgenannten Beschleunigungsbahn halten sich die Teilchen eine Sekunde auf, in der sie ungefähr 300.000 Umläufe zurücklegen. Die Bewegungsenergie wird ihnen durch 12 Hochfrequenzgeneratoren zugeführt, u. zw. nehmen sie je Durchgang 8000 eV auf. Die Endgeschwindigkeit ist um nicht ganz 1% geringer

als die Lichtgeschwindigkeit. Die Masse der Teilchen steigt für den ruhenden Beobachter auf die 23fache Ruhmasse an.

Derzeit werden in Brookhaven Pläne für ein 10^{12} -eV-Synchrotron studiert, dessen Durchmesser 6 km betragen müßte.

Gezeiten der festen Erdkruste

Die Justierung der Magnete für die kreisförmige Beschleunigungsbahn eines modernen Synchrotrons ist eine überaus heikle und schwierige Arbeit, bei der die geringfügigsten Fehlerquellen aufgespürt und ausgeschaltet werden müssen. Die Teilchen müssen ja in der Beschleunigungsphase einige 100.000 Umläufe mit einer Geschwindigkeit zurücklegen, die der des Lichts kaum nachsteht und dürfen in dieser Zeit nirgends die Wände des engen Bahnkanals (größter Durchmesser höchstens 20 cm) berühren.

Beim Bau des 28-GeV-Synchrotrons der CERN in Meyrin bei Genf ergab sich sogar die Notwendigkeit, den Gezeitenhub der Erdkruste auszuschalten. Sein Betrag war in Meyrin 2 mm.

Wiederbelebung von Bakterien nach 320 Millionen Jahren

Normalerweise gehen Bakterien beim Eintrocknen zugrunde. Volzieht sich jedoch die Eintrocknung in übersättigter Salzlösung, so bleiben die Keime lebensfähig, obwohl der Stoffwechsel vollständig aufhört. Nach dem Auflösen des Salzes setzen die Lebensäußerungen wieder ein, der Eintrocknungszeitraum spielt dabei keine Rolle, wie Dombrowski nachzuweisen gelang.

Er präparierte aus Bohrkernen, die aus der Tiefe von 1000 m einem kanadischen Stein- und Kalisalzlager entnommen waren, derartige eingetrocknete Bakterien heraus und züchtete sogar die wiederbelebten Keime. Das mitteldevonische Salz besaß ein Alter von 320 Millionen Jahren.

Eine der isolierten Bakteriensorten kommt auch jetzt in der Nauheimer Quelle vor.

(„Natw. Rundschau“, 1962, Heft 3, S. 113.)

Rotationsgeschwindigkeit und Magnetfeld von Sternen

Die Rotationsgeschwindigkeit der Äquatorpunkte eines Sternes lassen sich aus der Verbreiterung der Spektrallinien unter gewissen Umständen erschließen. Wie H. H. Voigt, Hamburg, in der „Umschau in W. u. T.“, 1961, Heft 18, S. 560, mitteilt, ergab die Messung an 50 B-Sternen (d. s. B-Sterne mit Emissionsspektrum) einen Durchschnitt von 335 km/sek (bei der Erde 0,46 km/sek). In einzelnen Fällen überstieg die Äquatorgeschwindigkeit sogar 500 km/sek.

Der Stern HD 215.441 in der Eidechse ist von einem Magnetfeld umgeben, dessen Feldstärke 34.400 Orsted beträgt. Die Gashölle des Sternes scheint zu expandieren.

Supraleitfähigkeit

(Auszug aus einem Vortrag von Prof. Dr. W. Thirring am 17. V. 1962 bei der phys. Fortbildungswoche 1962 an der Universität Wien.)

Supraleitung tritt bei Temperaturen zwischen 4° K und 18° K auf. Starke Magnetfelder stören die Supraleitung. Magnetfelder werden im Supraleiter voll abgeschirmt, so daß der Supraleiter die Erscheinung des „vollständigen Diamagnetismus“ zeigt. Das Magnetfeld erzeugt nämlich im Supraleiter eine Wirbelstromhaut der Dicke von nur 10^{-8} — 10^{-6} cm, welche ihrerseits ein dem äußeren Magnetfeld entgegengesetztes hervorruft, welches das ursprüngliche Feld im Inneren des Supraleiters zur Gänze kompensiert. Erst bei allzu starkem Anwachsen des äußeren Feldes vermag das vom Wirbelstrom verursachte Gegenfeld jenes nicht mehr aufzuheben.

Das äußere Magnetfeld stammt von einem Strom, der den zylindrischen Supraleiter kreisförmig umschließt (wie eine Spule den Eisenkern), die induzierte Stromhaut (die infolge des Fehlens jeglichen Widerstandes erhalten bleibt) im Supraleiter hat die entgegengesetzte Richtung. Daher sind die Kräfte zwischen beiden Strömen abstoßend. Wird die Stromhaut von diesen Kräften zu weit ins Innere gedrängt, so hört die Supraleitung zu bestehen auf. Da der Ohmsche Widerstand eines Supraleiters exakt Null ist, laufen die Ströme jahrelang! Das Magnetfeld hat eine Stärke von $H = 10^8$ Orsted, in letzter Zeit sogar schon bis 10^9 Orsted. Trotzdem kann man auf diese Weise keine ganz großen Ströme transportieren, weil, wie oben gesagt, ihr Magnetfeld die Supraleitung zerstören würde.

Die auftretenden Magnetfelder sind äußerst inhomogen, da sie in der Erstreckung der Stromhaut von cca. 10^{-5} cm vom vollen Außenwert auf Null abfallen.

Anwendungen

1. In der Elektronenmikroskopie

Das Auflösungsvermögen eines Elektronenmikroskops hängt sehr wesentlich von der Qualität der magnetischen Linsen ab. D. h., die magnetischen Kraftlinien dürfen möglichst wenig von der idealen Gestalt abweichen. Nun kann man mit Hilfe von Supraleitern das Magnetfeld geradezu wunderbar „modellieren“. Bekanntlich verlaufen die magnetischen Kraftlinien genau entlang der Oberfläche des Stromleiters. Ist dieser ein Supraleiter, so kann infolge der geringen Dicke von lediglich 10^{-5} cm der Stromhaut bis zu dieser Größenordnung das Feldliniensystem dem geeigneten geformten Leiter angepaßt werden, womit die bis jetzt übliche Präzision weit übertroffen wird. Man verspricht sich von diesem Verfahren eine Steigerung des Auflösungsvermögens um 1 bis 2 Ordnungen.

2. Aufhängung ohne Reibung

Die Idee, eine Welle elektrostatisch ohne Berührung materieller Teile und damit reibungsfrei aufzuhängen, scheitert an der bekannten Tatsache, daß das Potential eine Lösung der Laplaceschen Differentialgleichung ist. Diese Lösungen besitzen aber keine Extrema, die Suche nach einer Potentialmaße braucht daher gar nicht erst aufgenommen zu werden.

Mit Supraleitern gelingt jedoch die reibungsfreie Aufhängung auf andere Weise. Man schiebt über eine waagrechte Welle mit supraleitender Haut stromdurchflossene Spulen. Die Ströme in den Spulen einerseits

und in der Stromhaut andererseits stoßen einander ab und die zylindrische Welle schwebt ohne Berührung frei im Raum. Bei Drehung der Welle tritt keinerlei Reibung auf.

Erklärung für das Aufhören des elektrischen Widerstandes

Die klassische Erklärung des elektrischen Widerstandes war qualitativ einfach, stand aber quantitativ nur durch das zufällige Zusammentreffen entgegengesetzt falscher Abschätzungen mit der Wirklichkeit in Übereinstimmung. Nach klassischer Ansicht bewegen sich die freien Elektronen des Leiters unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes und werden durch Energieabgabe an das Gitter als Folge des ständigen Impulsaustausches gebremst. Die vom Gitter aufgenommene Energie tritt als Joulesche Wärme in Erscheinung.

Neuere Untersuchungen (Zyklotronresonanz) zeigten, daß die mittlere freie Weglänge der Elektronen im Gitter rund 1000mal größer ist als man klassisch angenommen hatte und daß dagegen die Zahl der freien Elektronen im Metall 1000mal kleiner ist als man glaubte. Die gegenseitige Aufhebung der Fehler führte rein zufällig zu einer scheinbaren quantitativen Bestätigung der klassischen Auffassungen.

Die quantenmechanische Erklärung ist eine andere und läßt auch die Erscheinung der Supraleitung verstehen. Das Elektron verhält sich im Leiter wie eine Welle, kann daher Hindernisse „umfließen“ und ungehindert durch den Kristall laufen. Eine Ausnahme bilden nur die Richtungen, für welche die Bragg'sche Bedingung für die Interferenz der Elektronenwelle erfüllt ist.

Der elektrische Widerstand kommt, wie wir heute wissen, von den Unvollkommenheiten der Kristalle. (Dazu zählen: thermische Bewegung, Fremdatome, kein reiner Einkristall usw.) Die Tatsache der Supraleitung zwingt daher zu dem Schluß, daß die Elektronen offenbar bei sehr tiefen Temperaturen solche Hindernisse leicht überwinden. Die Elektronen bilden dann im Leiter eine Supraflüssigkeit. Ganz ähnlich verhält sich ja He bei 2° K. Das gewöhnliche flüssige He_I wandelt sich dann zum suprafluiden He_{II}, das keine Reibung mehr besitzt und mühelos die feinsten Kapillaren passiert. Landau hat dafür eine Erklärung gegeben.

Es gibt noch andere suprafluide Wesenheiten, z. B. das Vakuum, in welchem auch keine Reibung herrscht. Es lassen sich aus dem Vakuum bei Einsatz hinreichend hoher Energien „Teilchen schlagen“, man denke nur an die Paarerzeugung. Dabei verliert das Teilchen oder Photon, welches das Paar erzeugt, den Energiebetrag, der dem Massenäquivalent des Paares entspricht. Konsequenterweise muß diese Energieeinbuße als „Reibung“ am Vakuum angesprochen werden, die aber bei Bewegungen mit geringerer Energie vollständig unterbleibt. Ein anderes Beispiel repräsentiert der Tscherenkow-Effekt. Die dabei auftretende Strahlung stammt aus der Energieabgabe der Elektronen, falls ihre Geschwindigkeit die lokale Phasengeschwindigkeit des Lichtes im betreffenden Medium übersteigt.

Man kann geradezu die Teilchen als Anregungszustand des Vakuums ansprechen. So ist nach der Diracschen Löchertheorie die lückenlose Besetzung der negativen Energieniveaus im Atom mit dem Fehlen jeglicher materiellen Manifestation verbunden. Erst bei energetischer Anregung erscheinen Elektronen und die „Löcher“, nämlich die Positronen.

Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse im Leiter. Die Gitterschwingungen seiner Atome bzw. Ionen sind selbstverständlich quantisiert. Die Quanten der Schwingungen heißen Phononen. Die Anregung eines vorliegenden Schwingungszustandes erfolgt quantenhaft und unterbleibt im Falle zu geringer Anregungsenergie, genau so wie wir es über das Zustandekommen der optischen Spektrallinien wissen. Wird nun ein Körper durch flüssiges He mit Unterschallgeschwindigkeit (des flüssigen Heliums!) gezogen, so zeigt die Rechnung, daß die Energie für Anregungen nicht ausreicht, es werden keine Phononen abgestrahlt, der durchgezogene Körper verliert daher keine Energie und es tritt keine Reibung auf.

Es erhebt sich die Frage nach den Anregungszuständen einer Substanz und nach der Möglichkeit, sie durch gleichförmige Bewegung hervorzurufen. Die Antwort geben Impuls-Energie-Diagramme der verschiedenen Stoffe, in denen unterhalb gewisser Tangenten der Diagrammkurve keine Anregung der Elektronen möglich ist. Als Folge tritt Supraleitung ein.

Eine interessante Feststellung ergibt sich aus der Betrachtung des Diamagnetismus im Zusammenhang mit der Supraleitung.

Das Atom ist nicht vollständig diamagnetisch. Ein Magnetfeld induziert im Atom einen Wirbelstrom, der solange anhält, als das Feld aufrechterhalten wird. Die Suszeptibilität χ , d. i. das Verhältnis der induzierten zur ursprünglichen magnetischen Feldstärke ist für das Atom, wenn man als seinen Radius etwa 10^{-8} cm ansetzt, $|\chi| = 10^{-6}$. Bei Supraleitern haben jedoch die Stromschleifen, welche die Elektronen beschreiben, Radien von ungefähr 10^{-4} cm. Dadurch steigt $|\chi|$ bis auf den Wert 1. Infolge der entgegengesetzten Orientierung des ursprünglichen und des induzierten Magnetfeldes kommt es zur Aufhebung beider Felder. Dann ist der Zustand des vollständigen Diamagnetismus eingetreten, und das ist höchst bedeutsam. Denn damit ist die Existenz makroskopischer Ströme im Supraleiter in Evidenz gesetzt, welche trotzdem quantenhaft Züge aufweisen.

Genauigkeit bei der Vermessung kosmischer Flugkörper

Wie in Heft 10, 1962, S. 316 der „Umschau in W. u. T.“ kurz mitgeteilt wird, hat die Ortung von Flugkörpern ein beachtliches Maß von Genauigkeit erreicht. Die — allerdings als minimale — angegebenen Fehler im Falle der Beobachtung von mehreren ortsfesten Bodenstellen aus, betragen bei erdnahen Körpern ± 30 cm in der Entfernung und nur einige cm/sek in der Geschwindigkeit, $\pm 1^\circ$ im Ortswinkel und $\pm 0,2^\circ$ /sek in der Winkelgeschwindigkeit.

Befindet sich der Körper in der Umgebung des Mondes, dann ist der Minimalfehler hinsichtlich der Entfernung ± 100 m, der Radialgeschwindigkeit ± 1 m/sek, und für den Ortswinkel $\pm 1,8'$.

— Für den Inhalt verantwortlich: Dr. Walter Kranzer, Wien 1, Stubenbastei 6–8. Als Manuskript gedruckt. — Druck: P. Strahel, Wien 16, Eigentümer, Herausgeber und Verleger: Arbeitsgemeinschaft der Physikler an Höheren Schulen in Wien. Wien 1, Dr. Karl-Renner Ring 1