

Über die Anomalie magnetischer Momente –

heuristisch mathematisch betrachtet am Elektron

hans wm KÖRBER

„Was mich zu meiner Wissenschaft führte und von Jugend auf für sie begeisterte, ist die durchaus nicht selbstverständliche Tatsache, daß unsere Denkgesetze übereinstimmen mit den Gesetzmäßigkeiten im Ablauf der Eindrücke, die wir von der Außenwelt empfangen, daß es also dem Menschen möglich ist, durch reines Denken Aufschlüsse über jene Gesetzmäßigkeiten zu gewinnen.“

Max Planck, 1945 in seiner wissenschaftlichen Selbstbiographie^[Q1]

Von den fundamentalen physikalischen Konstanten sind die „Anomalien“ magnetischer Momente am genauesten bekannt. Mit hohem Aufwand, größter Präzision und wahrer Akribie werden in Experimenten unablässig weitere ihrer Dezimale ermittelt. Doch die Ursache für die Existenz der Anomalien blieb bisher im dunkeln, so daß darüber mittels Quantenelektrodynamik nicht nachvollziehbar gemutmaßt wurde^[QE].

Der scheinbare Widerspruch zwischen den Werten des Bohrschen Magnetons und dem magnetischen Moment des Elektrons^① löst sich auf, wenn Einzelbetrachtungen darüber angestellt werden, wodurch sich verschiedene Werte beim einerseits (theoretisch in sich) ruhenden und andererseits eigenbewegten elementaren Elektrofeld (Elektron) ergeben, wenn diese in ein homogenes Magnetfeld geschossen werden.

Ein im Druck „Elektronen-Bewegungen“^[Q2] vorgestelltes Elektron-Modell zeigt für manches probate Lösungen auf: Es liefert brauchbare Hinweise zur Erklärung bspw der Doppelspalt-Testergebnisse und des *EPR*-Paradoxons und macht das zwiespältige Photon-Verhalten plausibel. *Feynman* wäre wegen der Feinstrukturkonstante nun beruhigt^[Q3]. Für viele physikalische Größen, deren Herkunft und / oder Bedeutung teils bisher nicht erklärt wurden, wie z B *Bohr*s Radius und Magneton, *Compton*-Wellenlänge, Feinstruktur-, *Planck*-, *Rydberg*-Konstante und Zirkulationsquant, bietet es einleuchtende oder einfachere Beziehungen allein mittels klassischer Physik an.

Mit Hilfe des obigen Modells und simpler Schulmathematik werden klare Unterschiede magnetischer Momente herausgearbeitet. Das Ergebnis zeigt, daß ein fraglicher Vergleich ungleich bedingter Rechen- und Meßwerte deren (nicht) unerwartete Differenz daher als Anomalie bewertete und deshalb die QED bemühte.^[Q4]

1. Einleitung

Das *Ampèresche magnetische Moment* \vec{J}_{as} in $m^2 \cdot A$ oder in J/T einer Stromschleife (bzw bestromten Luftspule) errechnet sich bekanntlich als Produkt aus Schleifendurchflutung $\vec{\Theta}_S$ in A (bzw Spulenwindungszahl n mal Spulenstrom \vec{I}_S in A) und Schleifen- resp Spulenquerschnitt A_S in m^2 :

$$\vec{J}_{as} = \vec{\Theta}_S A_S \quad (= n \vec{I}_S A_S) \quad (1.1)$$

Der in Versuchen ermittelte Wert des *Bohrschen Magnetons* μ_B ¹⁾ wird bei quantenmechanischer Betrachtung des Elektrons e^- damit erklärt, daß dieses mit seiner „Punktladung“^② e_0 ²⁾ und Ruhemasse m_{e0} ³⁾ mit Spin \vec{S}_e ⁴⁾ (halber Bahn-Drehimpuls \vec{L}_{es} ⁵⁾) **kreiselt**:

$$\mu_B = \frac{e_0 |\vec{S}_e|}{m_{e0}} = \frac{e_0 |\vec{L}_{es}|}{2m_{e0}} = \frac{e_0 \hbar}{2m_{e0}} = \frac{e_0 h}{4\pi m_{e0}} \quad (1.2)$$

mit *Dirac*-Konstante \hbar ⁶⁾ bzw *Planck*-Konstante h ⁷⁾.

① Was ist ein Elektron? Hier wird von einem im Modell^[Q2] beschriebenen Elementarteil ausgegangen: ein kugelsymmetrisches Elektro-Elementarsenfeld mit feldfreier kugelförmiger Mitte, deren mathematischer Radius r_e dem klassischen Elektronradius entspricht, intrinsisch mit \vec{c}_0 auf Radius \vec{r}_E ($\hat{=} \vec{\lambda}_{Ce}$) **kreisend**, dadurch ein Wulst-Magnetfeld induzierend, im klassischen Sinne masselos und mit Gesamt-Energiegehalt Elektron-„Ruhe“energie W_0 ⁸⁾.

② Ladung ist nach allgemeinem Verständnis eine Entität. Davon wird hier abgerückt. **L** ist Summation der Felddichten beliebiger konzentrischer Kugelflächen im Elektronfeld, also **mathematische** Referenzgröße. **L** als physikalische Größe führt zur Annahme, das theoretische Trennen der **L** von seinem Feld bedürfe einer Energie, der bisher nicht verifizierten fiktiven Selbstenergie, die, wie die Feldenergie, halbe Ruheenergie ausmacht. Diese Sicht vereinnahmt Ruheenergie allein als potentielle Energie und versperrt Überlegungen, wie sich statische mit kinetischer Energie die Elektron-„Ruhe“energie teilt. Die Überwindung dieses Dogmas ermöglicht aufschlußreiche Berechnungen.^[Q2]

1) $\mu_B = -9,274\,009\,68(20) \cdot 10^{-24} \text{ J/T oder } m^2 \cdot A$ ^[Q5]

3) $m_{e0} = 9,109\,382\,91(40) \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ^[Q5] ($= \mu_0 e_0^2 / 4\pi r_e$)

5) $L_{es} = 1,054\,571\,7253 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot s$ ^[Q6]

7) $h = 6,626\,069\,57(29) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot s$ ^[Q5]

2) $e_0 = -1,602\,176\,565(35) \cdot 10^{-19} \text{ s} \cdot A$ oder C ^[Q5]

4) $S_e = 5,272\,858\,63(24) \cdot 10^{-35} \text{ J} \cdot s$ ^[Q5] ($= \frac{1}{2} \hbar$)

6) $\hbar = 1,054\,571\,726(47) \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot s$ ^[Q5]

8) $W_0 = 8,187\,105\,06(36) \cdot 10^{-14} \text{ J}$ ^[Q5] [$= m_{e0} c_0^2 = e_0^2 / (4\pi r_e \epsilon_0)$]

Daß eine auf der Stelle drehende Ladung ein Magnetfeld erzeugt, ist nur relativistisch begründbar, eigentlich nicht nachvollziehbar und muß, wie häufig bei solchen Deutungsversuchen, unverstanden akzeptiert werden.

Es wird **gelehrt**, das Elektron sei massebehaftet und habe einen Spin $\vec{S}_e = \frac{1}{2}\hbar$, der durch **Kreiseln** verursacht ist. Diese Vorgaben beachtend, ergibt sich aus folgender Gegenüberstellung ^[Q7] innerer Drehimpulse eine Wirkung:

$$(\frac{1}{2}\hbar) \quad \frac{1}{2}m_{e0}|\vec{r}_E \times \vec{c}_0| \quad = \frac{1}{5}m_{e0}r_e^2\omega_{ei} \quad = 5,272\,858\,63(24)\cdot 10^{-35} \text{ J}\cdot\text{s}^{[Q5]} \quad (1.3)$$

in (1.3) mit dem klassischen Elektronradius r_e ⁹⁾, Elektron-Systemradius \vec{r}_E ¹⁰⁾ (wertmäßig gleich mit der durch 2π dividierten **Compton**-Wellenlänge λ_{Ce} ¹¹⁾), Vakuum-Lichtgeschwindigkeit \vec{c}_0 ¹²⁾ und der Kreisel-Kreisfrequenz ω_{ei} . Daraus folgt für die **Spinfrequenz** f_{ei} ^[Q10]:

$$f_{ei} = \frac{\omega_{ei}}{2\pi} = \frac{5\hbar}{4\pi m_{e0}r_e^2} = \frac{5r_e^2 f_e}{2r_e^2} = \frac{5f_e}{2\alpha^2} \quad = 5,800\,744\,2891\cdot 10^{24} \text{ Hz} \quad (1.4)$$

$$= 46.947,162\,532\,f_e$$

in (1.4) mit Feinstrukturkonstante α ¹³⁾. Damit ergäbe sich am Elektronäquator eine **Umfangsgeschwindigkeit** \vec{v}_{ei} von

$$v_{ei} = 2\pi r_e f_{ei} \quad = 1,027\,058\,9749\cdot 10^{11} \text{ m/s} \quad = 3,425\,899\,9769\cdot 10^2 c_0 \quad (!) \quad (1.5)$$

Ein „Ladungsfilm“ des Elektrons bewegte sich am Äquator demnach mit **>300facher Lichtgeschwindigkeit?** Im Kreiseln steckte – bei homogener Kugel-Masseverteilung – eine Rotationsenergie W_{ei} von

$$W_{ei} = \frac{1}{2}J_{ei}\omega_{ei}^2 = \frac{1}{5}m_{e0}r_e^2\omega_{ei}^2 = 1,921\,806\,7639\cdot 10^{-9} \text{ J} \quad = 2,347\,358\,1319\cdot 10^4 W_0 \quad (!) \quad (1.6)$$

in (1.6) mit Elektron-Massenträgheitsmoment J_{ei} ¹⁴⁾.

Auch diese **enorme Energie** führt etwa eine Rotation einer vermeintlichen massebehafteten Elektronkugel ad absurdum.

Folgt man hingegen dem im Diskurs „ELEKTRONEN-Bewegungen“ ^[Q2] vorgestellten Modell des Elektrons, erhält man für das **Ampèresche magnetische Moment** j_{ae} des Elektrons:

$$j_{ae} = \mu_B = \frac{1}{2}e_0|\vec{r}_E \vec{c}_0| \quad (\hat{=} \frac{1}{2}e_0\lambda_{Ce}c_0) = e_0f_e\pi r_e^2 = \Theta_e A_E \quad = -9,274\,009\,6799\cdot 10^{-24} \text{ J/T}^{[Q12]} \quad (1.7)$$

in (1.7) mit Elektron-Umlauffrequenz f_e ¹⁵⁾ ($\hat{=}$ **de-Broglie**-Frequenz), Elementar-Durchflutung Θ_e ¹⁶⁾ und von \vec{r}_E umschriebener Kreisfläche A_E ¹⁷⁾. (1.7) wird mit $h = 2\pi r_E m_{e0} c_0$ ^[Q13] und $c_0 = 2\pi r_E f_e$ ^[Q9] in (1.2) bestätigt.

Das Ergebnis (1.7) basiert darauf, daß sich das elementare Elektrofild eEF intrinsisch auf einer Kreisbahn bewegt. Dadurch treten in allen Raumpunkten Elektroenergie-Schwankungen auf, die zeitgemittelt ein Wulst-Magnetfeld, ein Dipolfeld erzeugen. Das ist nachvollziehbar und nicht mystisch.

Das **Bohrsche** Magneton kann somit, entgegen der Lehrmeinung, (mittels aufgezeigtem Elektron-Modell) klassisch hergeleitet werden. Es bedarf dazu keiner Quantenphysik.

2. Landé-Faktor und gyromagnetisches Verhältnis des Elektrons

Im feldfreien Raum existiert vom Elektron nur sein kugelsymmetrisches Elektrofild \vec{E}_e und das durch dessen Eigenbewegung erzeugte Magnetdipolfeld \vec{B}_e . Dessen magnetisches Moment $\vec{\mu}_{ef}$ entspricht dem **Bohrschen** Magneton μ_B . Der Drehimpuls \vec{L}_{es} des **freien** Elektrons hat den Betrag der **Dirac**-Konstante \hbar , folglich:

$$\vec{\mu}_{ef} / \mu_B = -\vec{L}_{es} / \hbar \quad (2.1)$$

Der **Landé-Faktor** oder **gyromagnetische Faktor** g gibt für ein Ladungsteil an, um wie viel stärker sich sein Spin \vec{S} auf seine Energie auswirkt als ein gleich großer Bahndrehimpuls \vec{L} ^[Q16]. Da der Drehimpuls \vec{L}_{es} des **freien** Elektrons genau das Doppelte seines Spins \vec{S}_e beträgt, ist sein **Landé-Faktor** g_{ef} exakt 2:

9) $r_e = 2,817940\,3267(27)\cdot 10^{-15} \text{ m}^{[Q5]}$, klassischer Elektronradius	10) $r_E = 3,861\,592\,677\,12\cdot 10^{-13} \text{ m}^{[Q8]}$
11) $\lambda_{Ce} = 3,861\,592\,6800(25)\cdot 10^{-13} \text{ m}^{[Q5]}$	12) $c_0 = 299.792.458 \text{ m/s}^{[Q5]}$ ($= 2\pi r_E f_e$) ^[Q9]
13) $\alpha = 7,297\,352\,5698(24)\cdot 10^{-3} \text{ m}^{[Q5]}$ ($\approx 1/137$)	14) $J_{ei} = 2,893\,427\,025\cdot 10^{-60} \text{ m}^{[Q11]}$
15) $f_e = 1,235\,589\,963\,78\cdot 10^{20} \text{ s}^{-1}^{[Q12]}$ ($= W_0/h$)	16) $\Theta_e = -19,796\,332\,8245 \text{ A}^{[Q14]}$ ($= e_0 W_0/h$)
17) $A_E = 4,684\,710\,922\,040\cdot 10^{-25} \text{ m}^2^{[Q15]}$ ($= \pi r_e^2$)	

$$\frac{\vec{\mu}_{\text{ef}}}{\mu_{\text{B}}} = -\frac{\vec{L}_{\text{es}}}{\hbar} = -g_{\text{ef}} \frac{\vec{S}_{\text{e}}}{\hbar} \quad \Leftrightarrow \quad g_{\text{ef}} = \frac{\vec{L}_{\text{es}}}{\vec{S}_{\text{e}}} = \frac{2|\vec{\mu}_{\text{ef}}|}{\mu_{\text{B}}} = 2 \quad (2.2)$$

Im Magnetfeld \vec{B} trägt der Drehimpuls \vec{L}_{es} des Elektrons zur Energie mit

$$\mu_{\text{B}} \vec{L}_{\text{es}} \vec{B} / \hbar \quad (2.3)$$

bei, der Spin \vec{S}_{e} des Elektrons hingegen mit

$$g_{\text{e}} \mu_{\text{B}} \vec{S}_{\text{e}} \vec{B} / \hbar \quad g_{\text{e}} \neq g_{\text{ef}} \quad (!) \quad (2.4)$$

Im Magnetfeld gilt nicht (2.2), sondern für den gyromagnetischen oder **Landé**-Faktor g_{e} die Beziehung:

$$g_{\text{e}} = \frac{2|\vec{\mu}_{\text{e}}|}{\mu_{\text{B}}} > 2 \quad \begin{aligned} & [= 2,002\,319\,304\,3622(15) \text{ CODATA 2007}] \\ & = 2,002\,319\,304\,361\,53(53) \text{ [Q5]} \\ & = 2,002\,319\,303\,164\,67 \text{ } \textcircled{3} \end{aligned} \quad (2.5)$$

Da also $\mu_{\text{B}} < |\vec{\mu}_{\text{e}}| \neq |\vec{\mu}_{\text{ef}}|$, besteht zwischen **Bohrschem** Magneton μ_{B} und magnetischem Elektron-Moment $\vec{\mu}_{\text{e}}$ ¹⁸⁾ vermeintlich eine Diskrepanz. Der Werteunterschied zwischen beiden Größen relativ zum **Bohrschen** Magneton wird mit **Anomalie des magnetischen Moments des Elektrons** a_{e} ($\neq 0$) bezeichnet:

$$a_{\text{e}} = \frac{|\vec{\mu}_{\text{e}}|}{\mu_{\text{B}}} - 1 = \frac{g_{\text{e}} - 2}{2} \quad \begin{aligned} & [= 1,159\,652\,181\,11(74) \cdot 10^{-3} \text{ CODATA 2007}] \\ & = 1,159\,652\,180\,76(27) \cdot 10^{-3} \text{ [Q5]} \\ & = 1,159\,651\,582\,33 \cdot 10^{-3} \text{ } \textcircled{3} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Weil nun offensichtlich der Elektronspin (?) \vec{S}_{e} ¹⁴⁾ den Unterschied von $|\vec{\mu}_{\text{e}}|$ und μ_{B} verursacht, wird zwecks Bewertung aus magnetischem Elektron-Moment $\vec{\mu}_{\text{e}}$ und Elektronspin \vec{S}_{e} der Quotient gebildet und dieser **gyromagnetisches Verhältnis** γ_{e} des Elektrons genannt:

$$\gamma_{\text{e}} = \frac{|\vec{\mu}_{\text{e}}|}{|\vec{S}_{\text{e}}|} = \frac{4\pi\mu_{\text{e}}}{\hbar} = \frac{4\pi(1+a_{\text{e}})r_{\text{e}}}{\mu_0 e_0} = g_{\text{e}} \frac{\mu_{\text{B}}}{\hbar} = \frac{g_{\text{e}}}{2} \cdot \frac{e_0}{m_{\text{e0}}} \quad \begin{aligned} & [= -1,760\,859\,770(44) \cdot 10^{11} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s}^2) \text{ CODATA 2007}] \\ & = -1,760\,859\,708(11) \cdot 10^{11} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s}^2) \text{ [Q5]} \\ & = -1,760\,859\,7068 \cdot 10^{11} \text{ m}^2/(\text{V} \cdot \text{s}^2) \text{ } \textcircled{3} \end{aligned} \quad (2.7)$$

(Der CODATA-empfohlene Wert ist bevorzugt positiv.)

in (2.7) mit der magnetischen Feldkonstante μ_0 ¹⁹⁾.

3. Zur Suche des exakten Landé-Faktors – das $(g_{\text{e}}-2)$ -Experiment

Wird ein geladenes Teilchen mit (anfangs linearer) Geschwindigkeit \vec{v}_{ℓ} , also mit Impuls $\vec{p} = m \cdot \vec{v}_{\ell}$ senkrecht zu den Feldlinien eines homogenen Magnetfelds \vec{B} eingeschossen, so beschreibt es unter dem Einfluß der lotrecht auf der Bahnkurve stehenden magnetischen (**Lorentz**-)Kraft $q \vec{v}_{\ell} \times \vec{B}$, deren Betrag wegen $v_{\ell} \perp B$ einfach $q v_{\ell} B$ ist, eine Kreisbahn ^[Q17]. Die zum Kreismittelpunkt gerichtete Beschleunigung a der Kreisbewegung hat den Betrag $a = v_{\ell}^2/r_{\text{c}}$, r_{c} ist der Bahnradius. Die Bewegungsgleichung fordert $m(v_{\ell}) \cdot a = q v_{\ell} B$, also:

$$\frac{v_{\ell}}{r_{\text{c}}} = \frac{qB}{m} \sqrt{1 - v_{\ell}^2/c_0^2} = \omega_{\text{c}} \quad (3.1)$$

Das Verhältnis von der Geschwindigkeit v_{ℓ} und dem Bahnradius r_{c} ist gleich der Winkelgeschwindigkeit ω_{c} , die für ein geladenes Teilchen **Zyklotron-Frequenz** bezeichnet wird. Für Geschwindigkeiten $v_{\ell} \ll c_0$ ist m konstant, weil der reziproke γ -Faktor zu $\sqrt{1 - v_{\ell}^2/c_0^2} = 1$ gesetzt werden kann. Die **Zyklotron-Frequenz** ω_{c} berechnet sich damit zu:

$$\omega_{\text{c}} = \frac{q}{m} |\vec{B}| \Big|_{v_{\ell} \ll c_0} \quad (3.2)$$

Ein Teilchen mit Ladung q , das sich mit Kreisfrequenz ω_{c} auf einer Kreisbahn mit Radius r_{c} bewegt, stellt einen Kreis-

© berechnet mit von CODATA im Dez 2011 empfohlenen Werten für μ_{e} und μ_{B}

¹⁸⁾ $\mu_{\text{e}} = -9,284\,764\,30(21) \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$ ^[Q5]

¹⁹⁾ $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ V} \cdot \text{s}/(\text{m} \cdot \text{A})$ ^[Q5]

strom $I_c = q \omega_c / 2\pi$ dar und besitzt klassisch ein magnetisches Moment, ein **Zyklotron-Magneton** μ_c :

$$\mu_c = I_c \pi r_c^2 = \frac{1}{2} q r_c^2 \omega_c = \frac{q^2 r_c^2 |\vec{B}|}{2m} (\sqrt{1 - v_\ell^2/c_0^2}) \quad (3.3)$$

(3.1) umgestellt, liefert für den **Zyklotron-Radius** r_c :

$$r_c = \frac{m}{q \sqrt{1 - v_\ell^2/c_0^2}} \cdot \frac{v_\ell}{|\vec{B}|} \quad (3.4)$$

Damit wird aus (3.3):

$$\mu_c = \frac{m}{2 \sqrt{1 - v_\ell^2/c_0^2}} \cdot \frac{v_\ell^2}{|\vec{B}|} = \frac{1}{2} q r_c v_\ell \quad (3.5)$$

Hätte ein Elektron keinen Spin und würde mit $v_\ell = 1.000$ km/s in ein Feld mit $B = 1$ mT eingeschossen, lief es auf einem Kreis um mit r_{ce} :

$$r_{ce} = \frac{m_{e0}}{e_0} \cdot \frac{v_\ell}{B} = \frac{\mu_0 e_0}{4\pi r_e} \cdot \frac{v_\ell}{|\vec{B}|} = 5,685\,629\,854 \text{ mm} \Big|_{10^6 \text{ m/s}; 10^{-3} \text{ T}} \quad (3.6)$$

in der Zyklotron-Frequenz $f_{ce} = 27,992\,49$ MHz [\rightarrow (3.8)] und hätte dann ein **Elektron-Zyklotron-Magneton** μ_{ce} von:

$$\mu_{ce} = \frac{m_{e0}}{2} \cdot \frac{v_\ell^2}{B} = \frac{\mu_0 e_0^2}{8\pi r_e} \cdot \frac{v_\ell^2}{|\vec{B}|} = 4,554\,691\,455 \cdot 10^{-16} \text{ J/T} \Big|_{10^6 \text{ m/s}; 10^{-3} \text{ T}} \quad (3.7)$$

In (3.6) und (3.7) ist m_{e0} nach dem 2. Gleichungszeichen durch sein Äquivalent $\mu_0 e_0^2 / (4\pi r_e)$ nach ^[Q18] ausgetauscht.

Ein Elektron bewegt sich stets intrinsisch mit c_0 ^[Q19]. Äußere Einwirkungen (bspw durch v_ℓ) ändern allenfalls die Bewegungsrichtung, aber nicht die Eigengeschwindigkeit. Die rechnerische Elektronmasse bleibt also konstant – der relativistische, **Lorentz-** oder γ -Faktor entfällt. Die **Elektron-Zyklotron-Frequenz** ω_{ce} berechnet sich daher zu:

$$\omega_{ce} = \frac{e_0}{m_{e0}} |\vec{B}| = \frac{4\pi r_e}{\mu_0 e_0} |\vec{B}| = \frac{v_\ell}{r_{ce}} = 1,758\,820\,0878 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}/\text{T}; < 1,76 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ bei } 10^{-3} \text{ T} \quad (3.8)$$

$(f_{ce} = 2,799\,249\,11 \cdot 10^{10} \text{ Hz/T}; < 28 \text{ MHz bei } 10^{-3} \text{ T})$

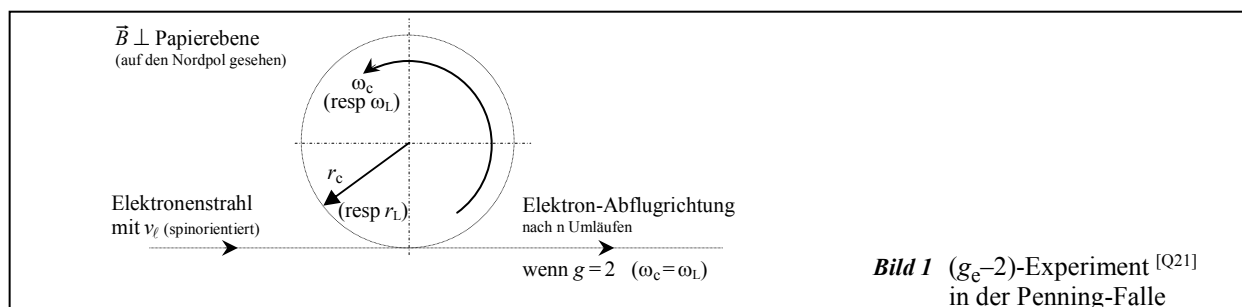
Es heißt, wenn ein **Teilchen mit einem Spin** wie das Elektron **in ein Magnetfeld** gebracht wird, präzediere sein Spin mit der **Larmor-Frequenz** (Spin-Präzessionsfrequenz) um das Magnetfeld. Die Elektron-**Larmor-Frequenz** ω_{Le} sei:

$$\omega_{Le} = \gamma_e |\vec{B}| = \frac{g_e}{2} \cdot \frac{e_0}{m_{e0}} |\vec{B}| = \frac{v_\ell}{r_{Le}} = 1,760\,859\,7074 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}/\text{T}; > 1,76 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1} \text{ bei } 10^{-3} \text{ T} \quad (3.9)$$

$(f_{Le} = 2,802\,495\,27 \cdot 10^{10} \text{ Hz/T}; > 28 \text{ MHz bei } 10^{-3} \text{ T})$

Zyklotron- und **Larmor-Frequenz** sind demzufolge gleich, wenn der **Landé-Faktor** $g=2$ ist.

Die Ermittlung des **Landé-Faktors** erfolgt mit einem in **Bild 1** skizzierten Experiment ^[Q20]:



Aus der Anzahl der Umläufe sowie der Winkeldifferenz zwischen Einstrahlung und Abflug (in Kenntnis der Flußdichte \vec{B}) kann der **Landé-Faktor** berechnet werden.

Zur **Genauigkeit** der $(g-2)$ -Ermittlung wegen der Rundung von $\sqrt{1-v_\ell^2/c_0^2} = 1$ in (3.2):

Bei der Suche nach dem exakten **Landé**-Faktor geht es im Grunde um die Beurteilung der Differenz ^[Q22] oder des Verhältnisses zweier Frequenzen, nämlich der **Larmor**- zur Zyklotron-Frequenz. Ihr Quotient führt zu:

$$\frac{\omega_L}{\omega_c} = \frac{g}{2} \cdot \frac{q |\vec{B}| \cdot m}{m \cdot q |\vec{B}|} = \frac{1}{2} g = \frac{v_\ell / r_L}{v_\ell / r_c} = \frac{r_c}{r_L} \quad (3.10)$$

Ein Vergleich dieser Frequenzen ist nur dann sinnvoll, wenn für beide absolut gleiche Voraussetzungen erfüllt sind: identische Werte von \vec{B} , v_ℓ und m . Ein in (3.5) etwa mit m verbundener γ -Faktor tauchte in (3.10) jedoch sowohl im Zähler wie Nenner auf, kürzte sich (wie auch m) weg und ist für die Genauigkeit daher belanglos.

Bei der (g_e-2) -Ermittlung (des Elektrons) existiert ein γ -Faktor ohnehin nicht.

Beim Versuch einzuhalten/ auftretende Werte:

Für einen Zyklotron-Durchmesser $2r_{ce} \approx 10$ mm sind Elektronen bei einer Flußdichte $B \approx 1$ mT mit $v_\ell \approx 900$ km/s (3‰ c_0) ins Feld einzuschießen.

Kürzte sich ein γ -Faktor gemäß (3.5) nicht heraus, ließe es die gebotene extrem hohe Genauigkeit gerade bei $(g-2)$ -Ermittlungen nicht zu, den zu $v_\ell = 900$ km/s gehörenden Wert $\gamma = 1/\sqrt{1-v_\ell^2/c_0^2} = 1,000\,043\dots$ auf 1 zu runden. Die **Irrelevanz** hier von γ zeigt, daß der Versuch keine Beweise für allein relativistische Betrachtungen liefert.

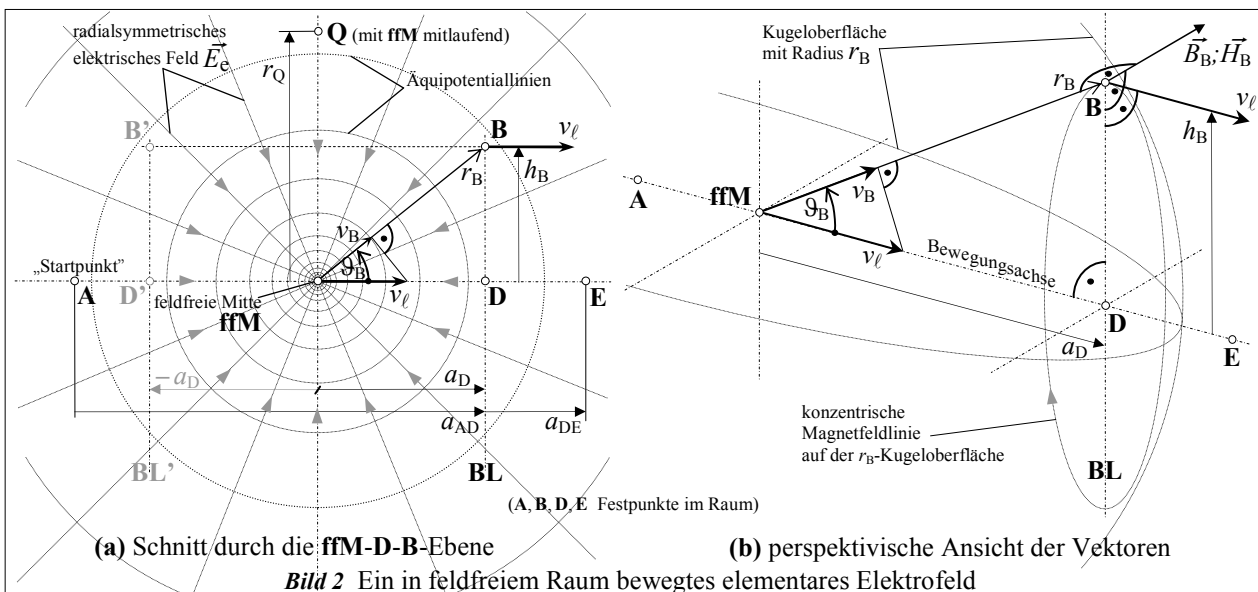
4. Bewegte Elektrofelder

4.1. Ein in feldfreiem Raum ^④ linear bewegtes elementares Elektrofeld ohne Eigenbewegung

Ein im Raum ruhendes kugelsymmetrisches Elektrofeld wirkt nach außen durch seine sphärische elektrische Feldstärke \vec{E}_e bzw Flächen„ladungs“dichte $\vec{\sigma}_e = \epsilon_0 \cdot \vec{E}_e$, und zwar direkt nur auf ein anderes Elektrofeld. Erst wenn sich das Feld im Raum bewegt, induziert es in diesem ein Magnetfeld und wechselwirkt darüber mit einem anderen M-Feld (aber keinem E-Feld) ^⑤. Jedes M-Feld existiert wegen einer Ortsveränderung eines E-Felds. Ein E-Feld erzeugt ein M-Feld dann, wenn die E-Feldbewegung in Raumpunkten elektrische Energieschwankungen verursacht. Da die Energie des E-Felds im Raum radialsymmetrisch verteilt ist, kann etwa bei Drehung in sich (wahrer Spin) kein M-Feld entstehen ^[Q2]. Weil sich das E-Feld bis ins Unendliche erstreckt, entsteht bei seiner Bewegung ein ebenfalls unendlich ausgedehntes M-Feld. Ein sich schwächendes, abbauendes M-Feld erzeugt ein E-Feld, gibt Energie zurück an sein ursächliches E-Feld. Ein M-Feld hat nur dann ein magnetisches Moment, wenn die Mitte seines originären E-Felds eine Fläche umläuft.

Ein **elementares Elektrofeld** eEF (mit mathematischer Ladung e_0 und Masse m_{e0} , dem Elektron entsprechend, doch weder kreiselnd noch kreisend, also **ohne** Drehimpuls) bewege sich in (materie- und) **feldfreiem Raum** mit seinem elektrofeldfreien Kugelzentrum mit Radius r_e geradlinig in konstanter (Linear-)Geschwindigkeit v_ℓ (\rightarrow Bild 2 a).

Dabei ziele seine Bewegungsachse auf einen im Raum feststehenden Punkt **D**. Zwischen seiner Feldmitte und einem Festpunkt **B** bestehe daher eine Relativgeschwindigkeit v_B .



^④ Dies ist eine theoretische Betrachtung zur Beschreibung prinzipieller Freifeldverhältnisse. Einen absolut feldfreien Raum gibt es nicht.

^⑤ Leider wird häufig (aus relativistischer Sicht?) das Gegenteil behauptet, z B in ^[Q23].

Beobachtungslinie BL ist lotrecht zur **Bewegungsachse ffM-D**. Punkte gleichen Abstands r_B von der Feldmitte **ffM** liegen auf einer Kugeloberfläche (\rightarrow **Bild 2 b**). Auf dieser ist die **Flächen„ladungs“dichte** $|\vec{\sigma}_B|$ überall gleich. In welchem Maße sich der Abstand r_B und damit die in **B** vorhandene Flächenladungsdichte über die Zeit ändern, hängt von der **Höhe** h_B über der Bewegungsachse sowie der **Horizontalgeschwindigkeit** v_ℓ ab.

Bild 2 b zeigt eine Momentan-Magnetfeldlinie durch Punkt **B**. Demgegenüber ist in **Bild 3** das gesamte wandernde Momentan-Magnetfeld \vec{B}_ℓ um die **ffM** schematisch dargestellt.

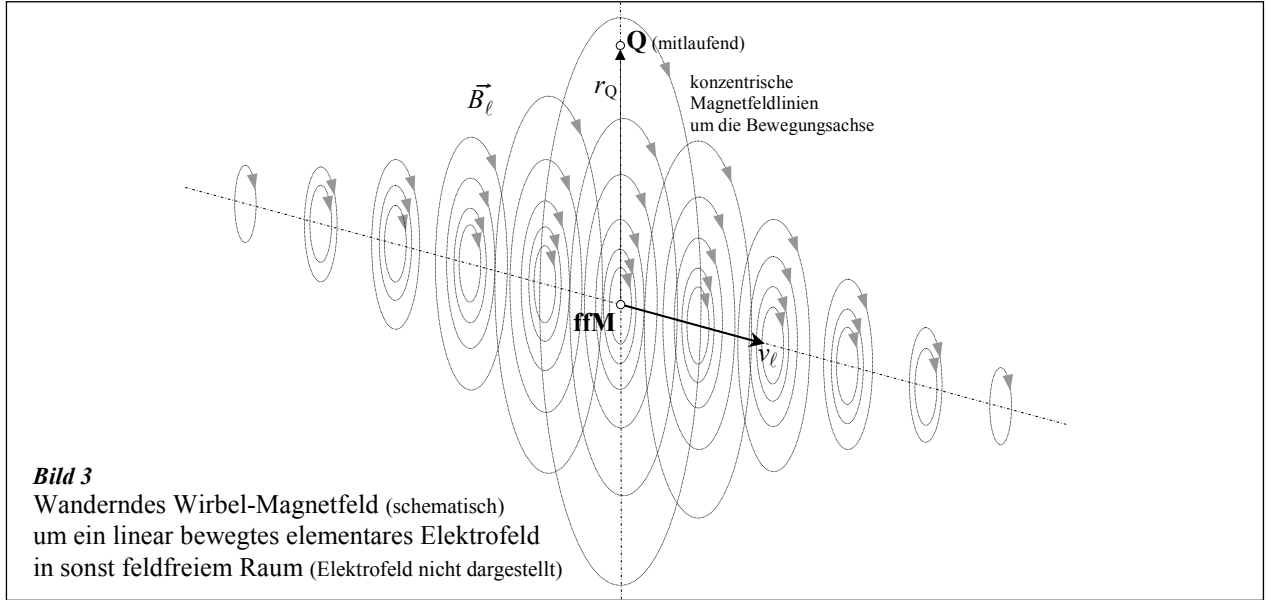


Bild 3
Wanderndes Wirbel-Magnetfeld (schematisch)
um ein linear bewegtes elementares Elektrofeld
in sonst feldfreiem Raum (Elektrofeld nicht dargestellt)

Bei bewegter **ffM** (und somit bewegttem Elektrofeld) ändert sich der **Horizontalabstand** $a_D(t_i)$ linear über die **Zeit** t_i :

$$a_D(t_i) = a_{AD} - v_\ell \cdot t_i \quad (t_i = \text{verstrichene Zeit seit die ffM bei A startete}) \quad (4.1.1)$$

Mit gegebener **Punkthöhe** h_B über **D** und momentanem **Winkel** $\vartheta_B(t_i)$ gilt: **(Beachte! $\sin \vartheta_B \neq 0$ bzw $\cos \vartheta_B \neq 0$)**

$$r_B(t_i) = \frac{h_B}{\sin[\vartheta_B(t_i)]} = \frac{a_{AD} - v_\ell t_i}{\cos[\vartheta_B(t_i)]} \quad (4.1.2)$$

und nach Pythagoras beträgt der **Diagonalabstand** $r_B(t_i)$ zwischen **ffM** und **B**:

$$r_B(t_i) = \sqrt{(a_{AD} - v_\ell t_i)^2 + h_B^2} \quad (4.1.3)$$

Mit (4.1.2) und (4.1.3) gilt für Winkel $\vartheta_B(t_i)$:

$$\vartheta_B(t_i) = \arcsin \frac{h_B}{\sqrt{(a_{AD} - v_\ell t_i)^2 + h_B^2}} = \arccos \frac{a_{AD} - v_\ell t_i}{\sqrt{(a_{AD} - v_\ell t_i)^2 + h_B^2}} = \arctan \frac{h_B}{a_{AD} - v_\ell t_i} \quad (4.1.4)$$

Flächenladungsdichte $\vec{\sigma}_B(t_i)$ in **B** [$|\vec{\sigma}_B(t_i)| \leq |\vec{\sigma}_0|$ ^[Q20]] ergibt sich analog ^[Q24] mit (4.1.2) resp (4.1.3) zu:

$$\sigma_B(t_i) = \frac{e_0}{4\pi r_B^2(t_i)} = \frac{e_0 \sin^2[\vartheta_B(t_i)]}{4\pi h_B^2} = \frac{e_0}{4\pi[(a_{AD} - v_\ell t_i)^2 + h_B^2]} = \varepsilon_0 \cdot E_B(t_i) \quad (4.1.5)$$

In **B** wird – wegen „Ladungsverschiebung“ $\Delta Q_B(t_i)$ oder Feldstärkeänderung $\Delta E_B(t_i)$ – konform mit ^[Q25] daher eine **magnetische Erregung** $H_B(t_i)$ (Magnetfeldlinien-Tangente \perp zu v_ℓ , r_B sowie h_B) erzeugt von:

$$H_B(t_i) = \sigma_B(t_i) \cdot v_\ell = \frac{e_0 v_\ell \sin^2[\vartheta_B(t_i)]}{4\pi h_B^2} = \frac{e_0 v_\ell}{4\pi[(a_{AD} - v_\ell t_i)^2 + h_B^2]} = \varepsilon_0 E_B(t_i) \cdot v_\ell \quad (4.1.6)$$

²⁰⁾ $\sigma_0 = -1,605\,598\,4000 \cdot 10^9 \text{ s} \cdot \text{A/m}^2$ ^[Q26]

Damit verbunden ist eine **magnetische Flußdichte** $B_B(t_i)$:

$$B_B(t_i) = \mu_0 \cdot H_B(t_i) = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell \sin^2[\vartheta_B(t_i)]}{4\pi h_B^2} = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi[(a_{AD}-v_\ell t_i)^2+h_B^2]} = \mu_0 \varepsilon_0 E_B(t_i) \cdot v_\ell = E_B(t_i) \frac{v_\ell}{c_0^2} \quad (4.1.7)$$

Anmerkung: Im zu **B** gespiegelten **B'** (\rightarrow **Bild 2 a**) sind zeitgleich absolut gleiche Feldwerte $\sigma_B(t_i) \dots B_B(t_i)$ vorhanden. Für in **B** auftretende **mittlere** Feldwerte sind die **Zeitbereiche** t_1 und t_2 relevant:

$$t_1 = 0 \dots a_{AD}/v_\ell \quad \text{und} \quad t_2 = a_{AD}/v_\ell \dots a_{AE}/v_\ell \quad (4.1.8) \quad (4.1.9)$$

Allgemein gilt für das arithmetische Mittel AM einer Funktion $f(x)$ zwischen den Grenzen x_1 und x_2 :

$$AM = \frac{1}{x_2-x_1} \int_{x_1}^{x_2} f(x) dx \quad [= {}_x^{\circ}f(x) \text{ hier gebrauchtes Kürzel}] \quad (4.1.10)$$

Für Zeitbereich t_1 (**A ... D**) beträgt die über die Zeit **gemittelte Flußdichte** ${}_t^{\circ}B_{B1}$ mit (4.1.7) gemäß (4.1.10) daher:

$${}_t^{\circ}B_{B1} = \frac{1}{a_{AD}/v_\ell - 0} \int_0^{a_{AD}/v_\ell} \frac{\mu_0 e_0 v_\ell dt}{4\pi[(a_{AD}-v_\ell t_i)^2+h_B^2]} = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell^2 a_{AD}/v_\ell}{4\pi a_{AD}} \int_0^{a_{AD}/v_\ell} \frac{dt}{v_\ell^2 t_i^2 - 2a_{AD}v_\ell t_i + a_{AD}^2 + h_B^2} \quad (4.1.11)$$

Das Integral einer rationalen Funktion

$$\int \frac{dx}{ax^2+bx+c} = \frac{2}{\sqrt{4ac-b^2}} \arctan \frac{2ax+b}{\sqrt{4ac-b^2}} \quad \text{für } 4ac-b^2 > 0 \quad (4.1.12)$$

$$\text{mit} \quad a = v_\ell^2 \quad b = -2a_{AD}v_\ell \quad c = a_{AD}^2 + h_B^2 \quad (4.1.13)$$

auf (4.1.11) angewandt, vereinfacht und Zeitgrenzen von t_1 nach (4.1.8) beachtet, liefert für **B** über die Strecke **A ... D** die **mittlere Flußdichte** ${}_t^{\circ}B_{B1}$, also vor Passieren von **BL**:

$${}_t^{\circ}B_{B1} = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi a_{AD} h_B} \arctan \frac{a_{AD}}{h_B} \quad (4.1.14)$$

Für Zeitbereich t_2 (**D ... E**) – nach Passieren von **BL** – gilt entsprechend:

$${}_t^{\circ}B_{B2} = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi a_{DE} h_B} \arctan \frac{a_{DE}}{h_B} \quad (4.1.15)$$

In **B** tritt **innerhalb der Gesamtdauer** $t_t = t_1 + t_2$ somit eine **mittlere Flußdichte** ${}_t^{\circ}B_B$ auf von:

$${}_t^{\circ}B_B = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi h_B} \left(\frac{1}{a_{AD}} \arctan \frac{a_{AD}}{h_B} + \frac{1}{a_{DE}} \arctan \frac{a_{DE}}{h_B} \right) \quad \left(\neq \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi h_B a_{AE}} \arctan \frac{a_{AE}}{h_B} \right) \quad (4.1.16)$$

Für die mittlere Flußdichte ${}_t^{\circ}B_B$ ist also auch die relative Lage von **B**, die Aufteilung der Strecke a_{AE} maßgebend \rightarrow (4.1.16).

Sind die Strecken a_{AD} und a_{DE} gleich groß, addieren sich bei konstanter v_ℓ die vor und nach der **BL** erzeugten Feldwerte zum doppelten Wert einer Strecke:

$${}_t^{\circ}B_B = 2 {}_t^{\circ}B_{B1} \mid a_{AD} = a_{DE}; v_\ell = \text{const} \quad (4.1.17)$$

Hat die Feldmitte die Gesamtstrecke $a_{AE} = a_{AD} + a_{DE}$ durchlaufen, beträgt die **zeitgemittelte Erregung** ${}_t^{\circ}H_B$ in **B** folglich:

$${}_t^{\circ}H_B = \frac{e_0 v_\ell}{4\pi h_B} \left(\frac{1}{a_{AD}} \arctan \frac{a_{AD}}{h_B} + \frac{1}{a_{DE}} \arctan \frac{a_{DE}}{h_B} \right) \quad (4.1.18)$$

Die durch **B** verlaufende Kreisfeldlinie hat die Länge ℓ_B :

$$\ell_B = 2\pi h_B \quad (4.1.19)$$

Die **mittlere Durchflutung** ${}_t^{\circ}\Theta_B$ durch **B** erreicht demzufolge innerhalb der Gesamtdauer $t_t = t_1 + t_2$:

$${}_t^{\circ}\Theta_B = {}_t^{\circ}H_B \cdot \ell_B = \frac{e_0 v_\ell}{2} \left(\frac{1}{a_{AD}} \arctan \frac{a_{AD}}{h_B} + \frac{1}{a_{DE}} \arctan \frac{a_{DE}}{h_B} \right) \quad (4.1.20)$$

Das eEF äquivalenter „Ladung“ e_0 bewegt sich von **A** nach **E** mit Geschwindigkeit v_ℓ entlang einer Strecke $a_{AD} + a_{DE}$, also für die Dauer $t_t = (a_{AD} + a_{DE})/v_\ell$. Die Feldbewegung während der Dauer t_t ist ein elektrischer „**Strom**“ ${}_t^{\circ}I_\ell$:

$${}_t^{\circ}I_\ell = \frac{e_0}{t_t} = \frac{e_0 v_\ell}{a_{AD} + a_{DE}} \rightarrow {}_t^{\circ}\Theta_\ell \quad (4.1.21)$$

${}_t^{\circ}I_\ell$ erzeugt während t_t um die Bewegungsachse ein konzentrisches Magnetfeld (**Bild 3**) **mittlerer Durchflutung** ${}_t^{\circ}\Theta_\ell$. Weil das gesamte vom Strom ${}_t^{\circ}I_\ell$ erzeugte Magnetfeld \vec{B}_ℓ den Strom vollständig umschließt, sind ${}_t^{\circ}I_\ell$ und ${}_t^{\circ}\Theta_\ell$ betragsgleich.

Mittlere Durchflutung ${}_t^{\circ}\Theta_B$ eines Raumpunktes steht daher zur gesamten mittleren Durchflutung ${}_t^{\circ}\Theta_\ell$ im Verhältnis wie:

$$\frac{{}_t^{\circ}\Theta_B}{{}_t^{\circ}\Theta_\ell} = \frac{a_{AD} + a_{DE}}{2} \left(\frac{1}{a_{AD}} \arctan \frac{a_{AD}}{h_B} + \frac{1}{a_{DE}} \arctan \frac{a_{DE}}{h_B} \right) \quad (4.1.22)$$

Zur Herleitung der **Zyklotron-Frequenz** ω_{ce} [\rightarrow (3.8) oder (4.2.6)] sind folgende Zusammenhänge wesentlich:

Ein mit der **ffM** mitwandernder Punkt **Q** (\rightarrow **Bilder 2** a und **3**) hält konstanten Abstand r_Q zur **ffM**: Flächenladungsdichte $\sigma_Q(r_Q)$ ist nicht zeitabhängig. Für **Q** ergeben sich gemäß (4.1.5), (4.1.6), (4.1.7), (4.1.14) und (4.1.20) die Werte:

$$\sigma_Q(r_Q) = \frac{e_0}{4\pi r_Q^2} = \varepsilon_0 \cdot E_Q(r_Q) \quad H_Q(r_Q) = \sigma_Q(r_Q) \cdot v_\ell = \frac{e_0 v_\ell}{4\pi r_Q^2} = \varepsilon_0 E_Q(r_Q) \cdot v_\ell \quad (4.1.23) \quad (4.1.24)$$

$$B_Q(r_Q) = \mu_0 \cdot H_Q(r_Q) = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi r_Q^2} = \mu_0 \varepsilon_0 E_Q(r_Q) \cdot v_\ell = E_Q(r_Q) \frac{v_\ell}{c_0^2} \quad (4.1.25)$$

Das Zentrum des eEF bildet ein (elektro-)feldfreier Kugelraum mit Radius r_e . Ab dort bis ins Unendliche erstreckt sich radial das Feld, dessen Werte bspw nach (4.1.23) ... (4.1.25) quadratisch mit der Entfernung abnehmen, im Unendlichen somit gegen null gehen. Folglich ist auch deren Mittelwert über die Gesamtdistanz null.

Für einen auf $r_Q = r_e \dots r_{ce}$ eingeschränkten Bereich gilt jedoch:

$${}_r^{\circ}B_Q = \frac{1}{r_{ce} - r_e} \int_{r_e}^{r_{ce}} \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi r_Q^2} dr_Q = \frac{-\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi(r_{ce} - r_e)} \cdot \frac{1}{r_Q} \Big|_{r_e}^{r_{ce}} = \frac{\mu_0 e_0}{4\pi r_e} \cdot \frac{v_\ell}{r_{ce}} \quad (4.1.26)$$

Aus der Linearbewegung mit v_ℓ resultiert kein magnetisches Moment, da der „Strom“ keine Fläche umschließt.

4.2. Ein in ein homogenes Magnetfeld eintauchendes linear bewegtes elementares Elektrofild ohne Eigenbewegung

Ein in ein homogenes Magnetfeld „abgesetztes“, ruhend eingebrachtes kugelsymmetrisches ideales Elektrofild hat keine Veranlassung, sich etwa in Bewegung zu setzen: Ein ruhendes E-Feld erzeugt kein M-Feld, das mit dem umgebenden M-Feld wechselwirken würde.

Gelangt jedoch ein bewegtes E-Feld in ein homogenes Magnetfeld der Flußdichte \vec{B} , nehmen das vom E-Feld erzeugte M-Feld und das, in das eingedrungen wurde, aufeinander Einfluß. **Bild 4** zeigt ein auf den Betrachter zukommendes E-Feld in einem homogenen M-Feld. Die Feldlinien des homogenen Feldes verlaufen im Bild von unten nach oben, oben befindet sich also der Magnet-Nordpol. Die Feldlinien des vom E-Feld induzierten M-Felds führen konzentrisch um die **ffM**. Sie verlaufen damit rechts im Bild entgegengesetzt zu den Umfeldlinien, schwächen es dort folglich. Links hingegen wird das Umfeld gestärkt. Aus dem Ausgleichsbestreben resultiert wie bekannt eine Kraft F_L (**Lorentz**-Kraft), die das eingebrachte E-Feld nach rechts drängt, es damit vom Geradeausflug abbringt und sich auf einer Kreisbahn mit der Zyklotron-Frequenz ω_{ce} gemäß (3.8) bewegen läßt. Der dabei eingenommene Radius r_{ce} stellt sich so ein, daß die über den Radius gemittelten Flußdichten des homogenen M-Felds und des vom E-Feld erzeugten konträrer Richtung übereinstimmen. Dann ist die wegen der Kreisbewegung auf das E-Feld wirkende Zentrifugalkraft F_Z durch die **Lorentz**-Kraft F_L kompensiert. Mittlere Flußdichte des homogenen Felds ist seine Flußdichte. Das vom E-Feld erzeugte M-Feld hat die mittlere Flußdichte ${}_r^{\circ}B_Q$ gemäß (4.1.26):

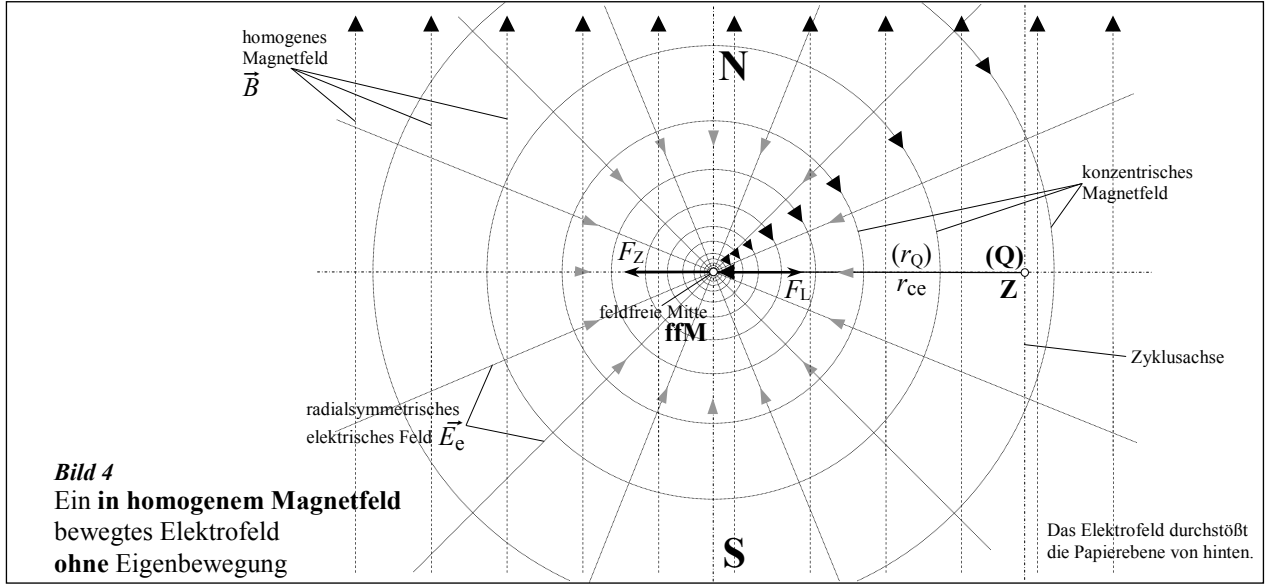


Bild 4
Ein in homogenem Magnetfeld
bewegtes Elektrofeld
ohne Eigenbewegung

$$|\vec{B}| \triangleq r^{\circ} B_Q = \frac{\mu_0 e_0}{4\pi r_e} \cdot \frac{v_\ell}{r_{ce}} \quad (4.2.1)$$

Die **ffM** des E-Felds zieht also eine Kreisbahn mit **Zyklotron-Radius** r_{ce} [s a (3.6)]:

$$r_{ce} = \frac{\mu_0 e_0}{4\pi r_e} \cdot \frac{v_\ell}{|\vec{B}|} \quad (4.2.2)$$

der folglich mit der Eindringgeschwindigkeit v_ℓ sowie der Flußdichte \vec{B} des homogenen Magnetfelds variiert. Das mit der Geschwindigkeit v_ℓ auf Radius r_{ce} umlaufende E-Feld ist ein **Ringstrom** I_{ce} :

$$I_{ce} = e_0 f_{ce} = \frac{e_0 \omega_{ce}}{2\pi} = \frac{e_0 v_\ell}{2\pi r_{ce}} = \frac{2 r_e |\vec{B}|}{\mu_0} = i^{\circ} \Theta_{ce} = 4,484\,891\,3233 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{A} / (\text{V} \cdot \text{s}) \cdot |\vec{B}| \quad (4.2.3)$$

Dieser Strom umschließt die Fläche A_{ce} :

$$A_{ce} = \pi r_{ce}^2 \quad (4.2.4)$$

Somit beträgt das **magnetische Moment** μ_{ce} (auch m_{e0} eingesetzt) und mit (3.3) sowie (3.7) verglichen:

$$\mu_{ce} = i^{\circ} \Theta_{ce} A_{ce} = e_0 f_{ce} \pi r_{ce}^2 = \frac{2\pi r_e r_{ce}^2 |\vec{B}|}{\mu_0} = \frac{\mu_0 e_0^2 v_\ell^2}{8\pi r_e |\vec{B}|} = \frac{m_{e0}}{2} \cdot \frac{v_\ell^2}{|\vec{B}|} = \frac{1}{2} e_0 r_{ce}^2 \omega_{ce} = \frac{e_0 r_{ce}^2 |\vec{B}|}{2 m_{e0}} \quad (4.2.5)$$

Für die **Zyklotron-Kreisfrequenz** ω_{ce} findet sich damit, wie in (3.8):

$$\omega_{ce} = \frac{v_\ell}{r_{ce}} = \frac{4\pi r_e |\vec{B}|}{\mu_0 e_0} = -1,758\,820\,0878 \cdot 10^{11} \text{ m}^2 / (\text{V} \cdot \text{s}^2) \cdot |\vec{B}| \quad (4.2.6)$$

Dies zeigt, daß die Zyklotron-Kreisfrequenz ω_{ce} außer von Naturkonstanten nur von \vec{B} abhängt. Wird ω_{ce} daher über \vec{B} vorgegeben, legt Eindringgeschwindigkeit v_ℓ anschließend Radius r_{ce} fest [\rightarrow (4.2.2)].

4.3. Ein in feldfreiem Raum linear bewegtes elementares Elektrofeld mit Eigenbewegung (Elektron)

Bild 5 zeigt das in ^[Q2] vorgestellte Elektron-Modell, also ein eigenbewegtes elementares Elektrofeld (eEF). Die Energie eines in sich ruhenden E-Felds ist im Raum kugelsymmetrisch verteilt. Zeitgemittelt gilt dies auch für die Energie des eEF. Das eEF erzeugt durch seine Eigenbewegung vom Feldlinienverlauf her ein ausgeprägtes wulstförmiges magnetisches Dipolfeld \vec{B}_e . Seine Feldlinien führen im Raum exzentrisch um den Elektronkreis. Die M-Feldenergie ist dem E-Feld \vec{E}_e

in den korrespondierenden Raumpunkten entzogen. Dadurch ist auch das geschwächte E-Feld ideal kugelsymmetrisch. E- und M-Feld sind auf das Zentrum bezogen in ihrem Feldlinienverlauf (Einflußrichtungen und Energiedichten) dreh-symmetrisch. Jedes der beiden Felder wirkt daher in jede Richtung aus der Systemmitte \mathbf{P}_{zi} heraus diametral. In einem homogenen (E- oder M-)Fremdfeld tritt keine Kraft auf, die das **ruhende** System etwa **einseitig** beeinflussen würde. Ein M-Feld resultiert daraus, daß sich die Feldmitte eines E-Felds bewegt. Die in einem Raumpunkt entstehende momentane Flußdichte ist der momentanen E-Feld-Geschwindigkeit und der momentan im Raumpunkt vorhandenen Ladungsdichte proportional. Mittlere Flußdichten ergeben sich aus den gemittelten Werten von Geschwindigkeit und Ladungsdichte. Da sich die **ffM** im Mittel mit ${}^o_i v_q = 2c_0/\pi \sqrt{21}$ bewegt, ist die Elektron-Feldenergie $W_{e0} = \frac{1}{2}W_0$ in jedem Raumpunkt auf M- und E-Feld im Verhältnis $4 : \pi^2$ verteilt [Q28]. Bewegt sich das Elektron mit seiner intrin-sischen Geschwindigkeit c_0 geradlinig durch den Raum, sind E- und M-Feldenergie gleich groß (wie beim Photon).

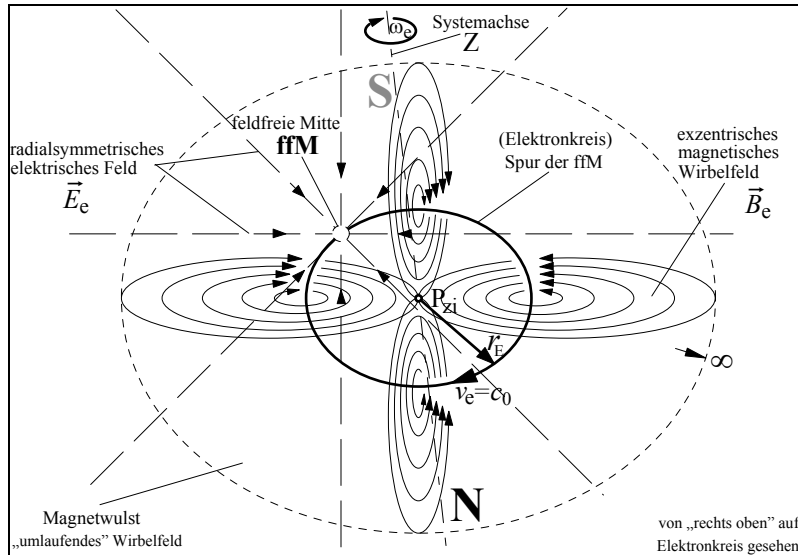


Bild 5 Elementarsystem schematische Feld-Darstellung zeitgemittelten Zustands (Unendlichkeit ist nicht darstellbar)

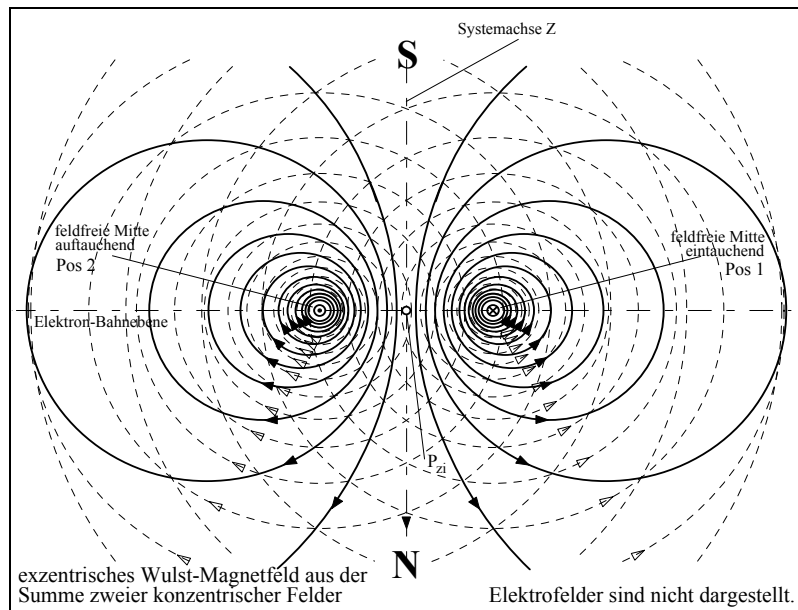


Bild 6 Elementarsystem-Magnetfeld Darstellung zeitgemittelten Zustands

Bild 6 stellt dar, wie sich das Gesamtfeld zweier konzentrischer Felder als Wulst mit exzentrischen Feldlinien ergibt. Letztere werden zeichnerisch dadurch gefunden, daß ihr jeweiliger Kreis durch die Schnittpunkte der konzentrischen Feldlinien verläuft. Zur Erinnerung: Feldlinien zeigen die **Richtung** der Feldgrößen in Punkten auf ihnen an. Sie sind keineswegs Linien, die etwa Punkte gleicher Ladungsdichte, Feldstärke, Erregung, Fluß- oder Energiedichte verbinden. **Bild 7** zeigt für einen beliebigen Raumpunkt \mathbf{L} in einer Schnittfläche lotrecht zur Elektron-Bahnebene und in Draufsicht zugehörige Abstände und Winkel – bezogen auf Elektronkreis-Tangentenpunkt $\mathbf{1}$ sowie Systemmitte \mathbf{P}_{zi} . Während eines Umlaufs der **ffM** treten zu \mathbf{L} die Extremabstände d_1 und d_2 auf (\rightarrow **Bild 7 a**) und mit ihnen in \mathbf{L} die höchsten resp niedrigsten Flußdichtewerte. Es interessiert die in \mathbf{L} über die Zeit gemittelte Flußdichte ${}^o B_L$. Für Berechnungen seien die Beträge von r_E und r_L sowie der von diesen eingeschlossene Winkel ζ gegeben.

²¹⁾ ${}^o_i v_q = 190.853.806,369 \text{ m/s}$ [Q27] ($= 4r_E f_e = 2c_0/\pi$)

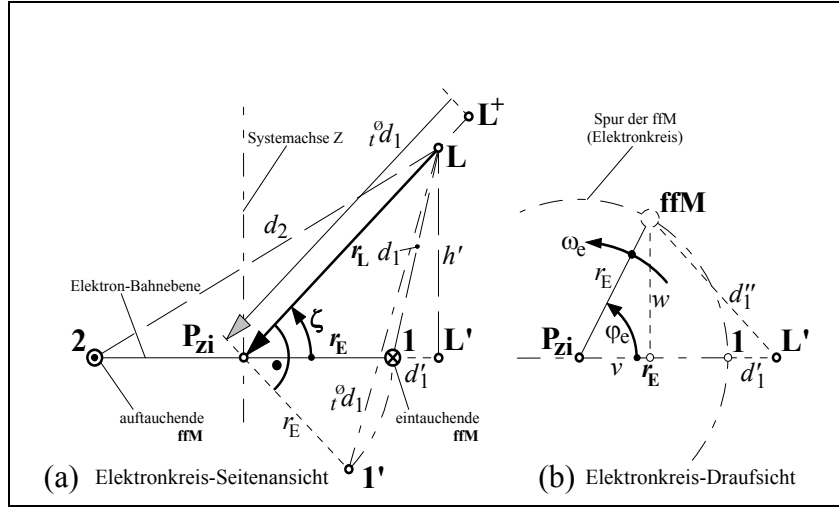


Bild 7 Zur Abschätzung zeitgemittelter Strecken im Wulstfeld

Aus Pos **1** heraus verändert sich der Aufenthaltsort der **ffM** über die Zeit mit Winkel φ_e (\rightarrow **Bild 7 b**). Für diesen gilt:

$$\omega_e(t) = \frac{d\varphi_e(t)}{dt} = \text{const} \quad \Leftrightarrow \quad \varphi_e(t) = \omega_e t = \frac{c_0 t}{r_E} \quad (4.3.1)$$

Aus **Bild 7** sind folgende Beziehungen ersichtlich:

$$\begin{aligned} v(\varphi_e) &= r_E \cos \varphi_e & w(\varphi_e) &= r_E \sin \varphi_e & h'(\zeta) &= r_L \sin \zeta & d'_1(\zeta) &= r_L \cos \zeta - r_E \\ [d''_1(\varphi_e; \zeta)]^2 &= [r_E - v(\varphi_e) + d'_1(\zeta)]^2 + [w(\varphi_e)]^2 & &= (r_L \cos \zeta - r_E \cos \varphi_e)^2 + r_E^2 \sin^2 \varphi_e & & & & (4.3.2) \\ [d_1(\varphi_e; \zeta)]^2 &= [h'(\zeta)]^2 + [d''_1(\varphi_e; \zeta)]^2 & &= r_L^2 + r_E^2 - 2r_L r_E \cos \zeta \cos \varphi_e & & & & \end{aligned}$$

Das über φ_e (über die Zeit) gemittelte Quadrat des Abstands $d_1(\varphi_e; \zeta)$ (**ffM** bis **L**) eines ffM-Umlaufs beträgt demnach:

$$[d_1(\zeta)]^2 = r_L^2 + r_E^2 - 2r_L r_E \cos \zeta \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos \varphi_e d\varphi_e = r_L^2 + r_E^2 - 2r_L r_E \cos \zeta \frac{1}{2\pi} \sin \varphi_e \Big|_{-\pi}^{\pi} = r_L^2 + r_E^2 \quad (4.3.3)$$

In (4.3.3) heben konjugierte $\sin \varphi_e$ -Werte einander auf. So entfällt selbst die Abhängigkeit von ζ – also gilt $d_1(\zeta) = d_1$! Der rechnerische, effektive Abstand d_1 **verlängert** damit r_L um $\sqrt{r_L^2 + r_E^2} - r_L$ und verschiebt **L** theoretisch nach **L⁺**.

Mit (4.3.3) ist in **L** zeitgemittelt eine Flächenladungsdichte σ_L vorhanden von:

$$\sigma_L = \frac{e_0}{4\pi d_1^2} = \frac{e_0}{4\pi (r_L^2 + r_E^2)} \quad (4.3.4)$$

Auch im Modell nach ^[Q2] ist das Elementarsystem (Elektron) somit trotz seiner ffM-Bewegung (zeitgemittelt) kugelsymmetrisch. Die mittlere Flächenladungsdichte ist allerdings nicht allein vom Quadrat des Abstands r_L abhängig.

Da sich die **ffM im Mittel** mit Geschwindigkeit v_q bewegt, herrscht in **L** die mittlere Flußdichte B_L :

$$B_L = \mu_0 \cdot \sigma_L \cdot v_q = \frac{\mu_0 e_0 c_0}{2\pi^2 (r_L^2 + r_E^2)} \quad (4.3.5)$$

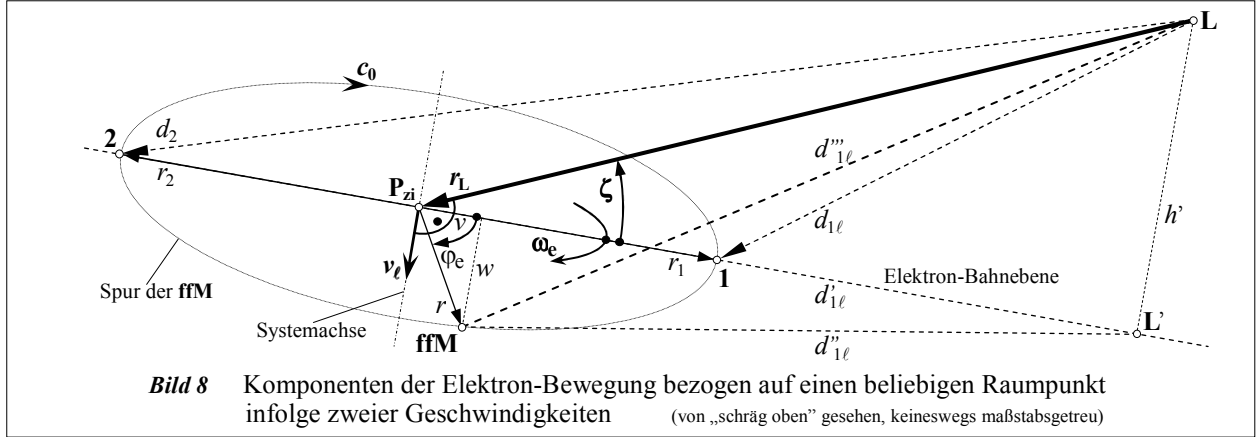
Die mittlere Flußdichte B_L auf der feldgefüllten Strecke **ffM**+ r_e bis **L**, also für den Abstand $r_e \dots d_1$, beträgt daher:

$$B_L = \frac{\mu_0 e_0 c_0}{2\pi^2} \cdot \frac{1}{d_1 - r_e} \int_{r_e}^{d_1} \frac{d_1}{d_1^2} = \frac{\mu_0 e_0 c_0}{2\pi^2 (d_1 - r_e)} \cdot \frac{-1}{d_1} \Big|_{r_e}^{d_1} = \frac{\mu_0 e_0 c_0}{2\pi^2 r_e \sqrt{r_L^2 + r_E^2}} \quad (4.3.6)$$

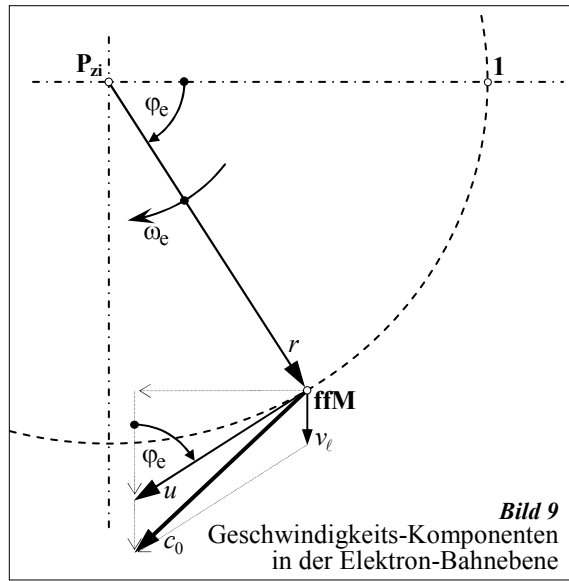
und ist damit im Betrag unabhängig vom Winkel ζ – ergo ist diese Flußdichte kugelsymmetrisch vorhanden.

- Welche Verhältnisse treten bei linear bewegtem Elementarsystem (Elektron) ein?

Wirkt auf das Elementarsystem (Elektron) kurzzeitig einseitig eine Kraft F_ℓ , wird es für die Dauer der Kraftereinwirkung in Richtung der Kraft mit a_ℓ beschleunigt und bewegt sich anschließend linear mit konstanter Geschwindigkeit $v_\ell = a_\ell \cdot t$. **Bild 8** zeigt die Verhältnisse für einen beliebigen Raumpunkt. Doch ist v_ℓ wegen des hier relevanten Problems eigens in die Elektron-Bahnebene gelegt und lotrecht zu r_L gewählt.



Für Berechnungen seien gegeben die Beträge von c_0 , v_ℓ , ω_e und r_L sowie der von r_L und r_1 eingeschlossene Winkel ζ . Die **fFM** bewegt sich konstant mit c_0 . Dies berücksichtigt Diagramm **Bild 9**, das die Geschwindigkeits-Komponenten in der Elektron-Bahnebene verdeutlicht:



$$\begin{aligned} c_0^2 &= (v_\ell + u \cos \varphi_e)^2 + u^2 \sin^2 \varphi_e \\ &= u^2 + v_\ell^2 + 2u v_\ell \cos \varphi_e \end{aligned} \quad (4.3.7)$$

Hieraus erhält man für u :

$$u(\varphi_e) = \sqrt{c_0^2 - v_\ell^2 \sin^2 \varphi_e} - v_\ell \cos \varphi_e \quad (4.3.8)$$

Da $c_0 = r_E \omega_e$ und $u = r \omega_e$, liefert dies für r :

$$r(\varphi_e) = \frac{r_E (\sqrt{c_0^2 - v_\ell^2 \sin^2 \varphi_e} - v_\ell \cos \varphi_e)}{c_0} \quad (4.3.9)$$

$${}_t^o r = r_E \quad (4.3.10)$$

In **1** ist $\varphi_e = 0$ und in **2** ist $\varphi_e = \pi$. Daher gilt für r_1 bzw r_2 :

$$r_1 = r_E \left(1 - \frac{v_\ell}{c_0}\right) \quad r_2 = r_E \left(1 + \frac{v_\ell}{c_0}\right) \quad (4.3.11) \quad (4.3.12)$$

Ferner interessieren die Beziehungen für v , w und h' nach (4.3.2).

Damit werden mit Blick auf **Bild 8** gefunden:

$$d'_{1\ell}(\zeta) = r_L \cos \zeta - r_1 \quad (4.3.13)$$

$$[d''_{1\ell}(\zeta; \varphi_e)]^2 = [w(\varphi_e)]^2 + [d'_{1\ell}(\zeta) + r_1 - v(\varphi_e)]^2 \quad (4.3.14)$$

$$[d'''_{1\ell}(\zeta; \varphi_e)]^2 = [d'_{1\ell}(\zeta)]^2 + h'^2 = [r(\varphi_e)]^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta - 2r_L r(\varphi_e) \cos \zeta \cos \varphi_e \quad (4.3.15)$$

$$[{}_t^o d'''_{1\ell}(\zeta)]^2 = {}_t^o r^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta - 2r_L {}_t^o r \cos \zeta \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} \cos \varphi_e d\varphi_e = r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta \quad (4.3.16)$$

Der über die Zeit (über φ_e) **gemittelte Abstand** der **fFM** zwischen **1** und **L** beträgt also:

$${}_t^o d'''_{1\ell}(\zeta) = \sqrt{r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta} \quad (4.3.17)$$

Die Doppelbewegung der **fFM** hat jedoch zur Folge, daß der eingenommene Radius ${}_t^o d'''_{1\ell}(\zeta)$ gegenüber dem Radius ohne Fremdbewegung $d'_{1\ell}(\zeta)$ [\rightarrow (4.3.3)] **verkürzt** ist.

In L tritt auf Grund der v_ℓ -Bewegung im zeitlichen Mittel gemäß (4.3.17) eine Flußdichte ${}^oB_{L\ell}$ auf von:

$${}^oB_{L\ell} = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi [{}^o d'''_{1\ell}(\zeta)]^2} = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi (r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta)} \quad (4.3.18)$$

Für den Bereich von ffM bis L, für den Abstand $r_e \dots {}^o d'''_{1\ell}(\zeta)$, beträgt die mittlere Flußdichte ${}_{tr}{}^oB_{L\ell}$ demgegenüber:

$$\begin{aligned} {}_{tr}{}^oB_{L\ell} &= \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi} \cdot \frac{1}{{}^o d'''_{1\ell}(\zeta) - r_e} \int_{r_e}^{{}^o d'''_{1\ell}(\zeta)} \frac{{}^o d'''_{1\ell} \, d({}^o d'''_{1\ell}(\zeta))}{{}^o d'''_{1\ell}(\zeta)^2} = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi [{}^o d'''_{1\ell}(\zeta) - r_e]} \cdot \frac{1}{{}^o d'''_{1\ell}(\zeta)} \bigg|_{r_e}^{{}^o d'''_{1\ell}(\zeta)} \\ &= \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi r_e \cdot {}^o d'''_{1\ell}(\zeta)} = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi r_e \sqrt{r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta}} \end{aligned} \quad (4.3.19)$$

4.4. Ein in ein homogenes Magnetfeld eintauchendes linear bewegtes elementares Elektrofeld mit Eigenbewegung (Elektron)

In einem homogenen Magnetfeld richtet sich das Magnetfeld des äußerlich ruhenden Elementarsystems (und damit das ganze System, seine Drehachse, sein „Spin“) wegen Symmetrie nach dem Verlauf des Fremdfelds aus – Richtung von Systemachse und Fremdfeldlinien kongruieren. Alle punktuellen Unterschiede in den Flußdichten zwischen homogenem Magnetfeld und dem des intrinsisch bewegten Elementarfelds finden in jeweils diametralen Raumpunkten um die Systemmitte P_{zi} ihren konträren Widerpart. Bei also bestehendem Kräftegleichgewicht ruht das System in seiner Lage.

Wird dieses System indes so mit ursächlich linearer v_ℓ in ein homogenes Magnetfeld gebracht, daß sich dessen Feldlinienrichtung mit der Systemachsrichtung deckt, bestehen in Flugrichtung gesehen zwischen rechts und links unausgeglichene Magnetfeldunterschiede – die **Lorentz**-Kraft greift. Diese bewirkt bekanntlich, daß das Elementarsystem (Elektron) mit **Larmor**-Frequenz ω_{Le} auf einem Kreis umläuft. Über den sich dabei einstellenden Radius ist die gemittelte Flußdichte entgegengesetzt gleich mit der des homogenen Magnetfelds. Sie entspricht der nach (4.3.19). Auf der Innenradiusstrecke kompensieren sich die Felder daher, die Kräfte heben sich auf. Außerhalb des Radius wiederum tritt eine „Feldliniendichtung“ auf, die zum Ausgleich das kreisende System zur Kreismitte drängen will. Dies verhindert jedoch eine simultan auf das System wirkende Zentrifugalkraft.

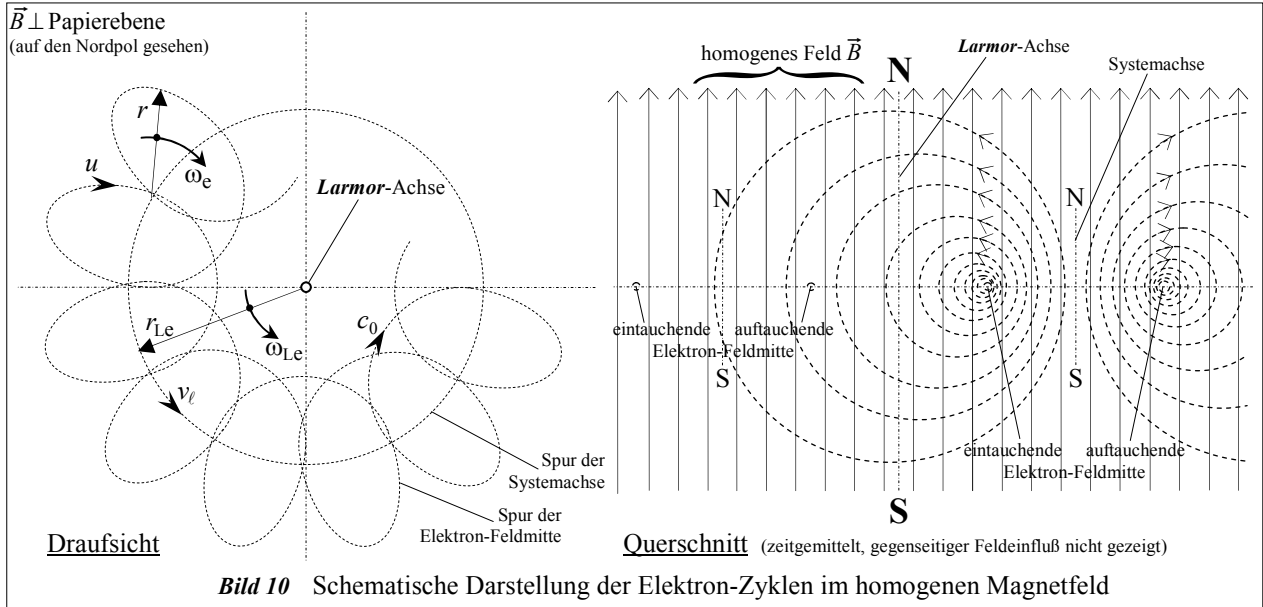


Bild 10 Schematische Darstellung der Elektron-Zyklen im homogenen Magnetfeld

Das mit ω_{Le} umlaufende Elektrofeld stellt einen Kreisstrom I_{Le} dar:

$$I_{Le} = e_0 \cdot \omega_{Le} / 2\pi = e_0 \cdot f_{Le} = {}^o\Theta_{Le} \quad (4.4.1)$$

der mit Radius r_{Le} eine Fläche A_{Le} umfährt:

$$A_{Le} = \pi r_{Le}^2 \quad (4.4.2)$$

und daher ein magnetisches Larmor-Moment μ_{Le} erzeugt [mit $r_{Le} = {}^o d'''_{1\ell}(\zeta)$]:

$$\mu_{Le} = I_{Le} \cdot A_{Le} = \frac{1}{2} e_0 \cdot \omega_{Le} r_{Le}^2 = \frac{1}{2} e_0 r_{Le} v_\ell = \frac{1}{2} e_0 \sqrt{r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta} v_\ell \quad (4.4.3)$$

Die **Larmor-Kreisfrequenz** ω_{Le} berechnet sich zu:

$$\omega_{Le} = \frac{v_\ell}{r_{Le}} = \frac{v_\ell}{r_1^{\circ d'''_1(\zeta)}} = \frac{v_\ell}{\sqrt{r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta}} \quad (4.4.4)$$

5. Der Vergleich

Der Verfasser ist mit Experimentalphysik nicht so vertraut, daß er die genaueren Überlegungen zum g-2-Experiment und dessen Auswertung kennen könnte. Daher müssen hier darüber teils Vermutungen angestellt werden:

Messungen zeigen, daß sich eine „Ladung mit Spin“ in einem homogenen Magnetfeld \vec{B} bei einer eingebrachten Geschwindigkeit v_ℓ mit einer **Larmor**-Frequenz ω_L bewegt. Das Kreisen wird deshalb auf einem Radius r_L erfolgen. Berechnungen ergeben, daß sich eine Ladung ohne „Spin“ (gibt es eine solche?) unter gleichen Bedingungen mit Zyklotron-Kreisfrequenz ω_c auf Radius r_c umliefere. Meß- und Rechenergebnis weichen aber voneinander ab. Der Quotient beider Kreisfrequenzen sollte nach allgemeinem Verständnis gemäß Lehrmeinung 1 sein. Da diese Hoffnung nicht erfüllt wird, spricht man von der **Anomalie** magnetischer Momente. Was ist an der Erwartung falsch?

- Eine „Ladung **ohne Spin**“, linear v_ℓ -bewegt, hat über einen Radius r_{ce} eine gemittelte Flußdichte $r^{\circ}B_Q$ [\rightarrow (4.2.1)]:

$$|\vec{B}| \triangleq r^{\circ}B_Q = \frac{\mu_0 e_0}{4\pi r_e} \cdot \frac{v_\ell}{r_{ce}} \triangleq \frac{\mu_0 e_0}{4\pi r_e} \cdot \frac{v_\ell}{r_L} \quad (4.2.1)$$

In einem homogenen Magnetfeld mit Flußdichte $|\vec{B}|$ wird die mit v_ℓ eindringende Ladung wegen auftretender **Lorentz**-Kraft in eine Kreisbewegung gezwungen. Der dabei eingenommene Radius, beim Elektron r_{ce} oder r_L , stellt sich so ein, daß die über ihn gemittelte Flußdichte $r^{\circ}B_Q$ der $|\vec{B}|$ des homogenen Magnetfelds entspricht. Es heißt, die Ladung bewegte sich mit Zyklotron-Frequenz, beim Elektron ω_{ce} .

- Eine „Ladung **mit Spin**“ (hier intrinsisch bewegtes Elektronfeld), linear v_ℓ -bewegt, hat über einen Radius r_L eine gemittelte Flußdichte $t;r^{\circ}B_{L\ell}$ [\rightarrow (4.3.19)]:

$$|\vec{B}| \triangleq t;r^{\circ}B_{L\ell} = \frac{\mu_0 e_0 v_\ell}{4\pi r_e \sqrt{r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta}} \quad (4.3.19)$$

In einem homogenen Magnetfeld mit Flußdichte $|\vec{B}|$ wird das mit v_ℓ eindringende Elektron wegen der **Lorentz**-Kraft in eine Kreisbewegung mit Radius $\sqrt{r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta}$ gezwungen. Dieser stellt sich so ein, daß die über ihn gemittelte Flußdichte $t;r^{\circ}B_{L\ell}$ der $|\vec{B}|$ des homogenen Magnetfelds entspricht. Nun heißt es, das Elektron bewegte sich mit Larmor-Frequenz (Spin-Präzessionsfrequenz) ω_{Le} .

Allerdings liegt im Ausdruck **Spin**-Präzessionsfrequenz ein Mißverständnis: Das Elektron hat keinen Eigendrehimpuls, keinen Spin. Es **kreiselt** nicht, dreht sich nicht um sich selbst. Vielmehr **kreist** es, bewegt sich intrinsisch auf einem Kreis ^[Q2]. Physikalisch und für das Verständnis ist das ein großer Unterschied. Mathematisch liefert es für vieles gleiche Ergebnisse.

Ergäben sich bei „Ladung ohne oder mit Spin“ gleiche Radien, wären die Frequenzen ω_{ce} und ω_{Le} gleich. Die Frequenzen sind jedoch zwangsläufig verschieden, da sich die über den jeweiligen Radius gemittelten Flußdichten auf gleiche Werte einstellen müssen – immer $|\vec{B}|$. Weil nun beim Elektron die mittlere Flußdichte über den Radius kleiner ausfällt, muß sich bei ihm ein kleinerer Radius als bei einer „Ladung ohne Spin“ einstellen.

Der Quotient (Vergleich) beider Radien ist genau das, was den halben gyromagnetischen oder **Landé**-Faktor ausmacht:

$$\frac{1}{2}g_e(\zeta) = \frac{r_L}{\sqrt{r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta}} \quad \Leftrightarrow \quad a_e(\zeta) = \frac{r_L}{\sqrt{r_E^2 + r_L^2 \cos^2 \zeta}} - 1 \quad (5.1) \quad (5.2)$$

(5.2) ist ein Ausdruck für die **Anomalie des magnetischen Moments des Elektrons** a_e . Stattdessen Kreisfrequenzen eingesetzt [\rightarrow (3.10)], liefert für das Elektron:

$$a_e = \frac{\omega_{Le}}{\omega_{ce}} - 1 = \frac{1}{2}g_e - 1 = 1,159\,652\,180\,76(27) \cdot 10^{-3} \text{ [Q5]} \quad (5.3)$$

Wegen der **Erwartung**, daß bei gleicher v_ℓ und $\omega_{Le} = \omega_{ce}$ die Radien r_{Le} und r_{ce} gleich sein sollten oder gleiche Radien $r_{Le} = r_{ce}$ zu gleichen Kreisfrequenzen ω_{Le} und ω_{ce} führen müßten:

$$r_L = r_{Le} = r_{ce} \mid \omega_{Le} = \omega_{ce}; v_{Ll} \equiv v_{lc} \qquad \omega_{Le} = \omega_{ce} \mid r_{Le} = r_{ce}; v_{Ll} \equiv v_{lc} \qquad (5.4) \quad (5.5)$$

es aber nicht sind und dafür eine Erklärung fehlte, wurde von der Anomalie magnetischer Momente gesprochen.

● In Tests ermittelte $g_e/2$ -Werte bestätigen, daß das Elektron (Elementarsystem) beim Umlauf im homogenen Magnetfeld in seiner Elektron-Bahnebene gegenüber der **Larmor**-Ebene um den Winkel ζ geneigt sein muß:

$$\zeta = \arccos \sqrt{\left(\frac{1}{g_e/2}\right)^2 - \left(\frac{r_E}{r_L}\right)^2} \approx \arccos \frac{2}{g_e} \qquad = 4,813\,590\,401\,4162 \cdot 10^{-2} \text{ rad} \qquad (5.6)$$

$$\qquad \qquad \qquad = 2,757\,984\,143\,0583^\circ$$

Bei in der Praxis auftretenden Versuchs-Verhältnissen ($r_L \approx 10^{-3}$ m) ist der Quotient aus r_E und r_L ($\approx 10^{-10}$) gegenüber dem 1. Quotienten (≈ 1) in (5.6) unbedeutend – Winkel ζ ist damit von den Versuchsbedingungen nahezu unabhängig.

Der reziproke halbe **Landé**-Faktor ist folglich der **Kosinuswert vom Neigungswinkel ζ !**
 Da sich Winkel ζ den Gegebenheiten (minimal) anpaßt (um die Flußdichte $i_{r'} B_{Ll}$ der \vec{B} anzugleichen), sind **Landé**-Faktor, „Anomalie“ des magnetischen Moments und gyromagnetisches Verhältnis Konstanten.

6. Schluß, Kommentar, Folgerung

Bei Messungen / Berechnungen an „einer Ladung mit und einer ohne Spin“, die sich im homogenen Magnetfeld bewegen, werden verschiedene Ergebnisse erzielt. Werden für beide Ladungen ihre physikalischen Verschiedenheiten beachtet, sind die Ergebnisse verständlich. Es wäre eher anomal, so sie gleich wären. Bei magnetischen Momenten besteht also keine Anomalie. Diese Bezeichnung ergab sich aus einer Erklärungsnot. Da Meßergebnisse verblüfften und rätselhaft blieben, wurde eine Interpretation in der QED gesucht.

Die Definition des gyromagnetischen oder **Landé**-Faktors g_e erlaubt nun folgende Ausdrücke [\rightarrow (2.5)]:

$$g_e = \frac{2|\vec{\mu}_e|}{\mu_B} = \frac{2}{\cos \zeta} \qquad \Leftrightarrow \qquad |\vec{\mu}_e| = \frac{\mu_B}{\cos \zeta} = \frac{e_0 f_e \pi r_E^2}{\cos \zeta} \qquad (6.1) \quad (6.2)$$

und für das **gyromagnetische Verhältnis** γ_e kann geschrieben werden [\rightarrow (2.7)]:

$$\gamma_e = \frac{|\vec{\mu}_e|}{|\vec{S}_e|} = \frac{g_e \mu_B}{\hbar} = \frac{4\pi r_e}{\mu_0 e_0 \cos \zeta} \qquad (6.3)$$

Doch ob es ein Elektron-**Spin** ist, der den Unterschied von $|\vec{\mu}_e|$ und μ_B verursacht, soll hier nicht kommentiert werden.

Mit obigen Ausführungen hat sich das Elektron-Modell in ^[Q2] erneut als nützlich erwiesen.

Es ist nicht nur auf die Berechnung magnetischer Momente anwendbar, sondern es verdeutlicht auch Zusammenhänge.

Für das magnetische Elektron-Moment μ_e gelten somit ebenfalls die klassischen physikalischen Gesetze, und damit sind seine Zusammenhänge entmystifiziert.

Es bietet sich an, dies zur Überprüfung bzw. genaueren Berechnung der im Zusammenhang stehenden Größen zu nutzen.

Werden für gleich gehaltene Ladungen differierende Resultate erzielt, sollten angewandte Modelle überdacht werden.

Wenn mit diesem Artikel eine weitere Frage geklärt zu sein scheint, gibt es sicherlich Gründe genug, nach wie vor kritisch zu sein und selbst zu denken. Denn, wie immer ziehen neue Antworten neue Fragen nach sich.

Aus Erfahrungen auch bei dieser Arbeit bleibt der Verfasser dabei:

Je komplexer (hier = komplizierter!) sich der Lösungsweg auftut, um so irriger ist der eingeschlagene Pfad.

Richard P. Feynman: „Es ist so einfach! Vom Vergnügen, Dinge zu entdecken.“

Gern stimme ich mit **Max Planck** darin überein, daß „es dem Mensch möglich ist, durch reines Denken Aufschlüsse über die Gesetzmäßigkeiten der Welt“ zu gewinnen.

Aber es verwundert, daß **Planck** angesichts seiner Quantenmechanik-Beiträge noch 1945 dazu stand.

Hatte er sich in seinem Innersten doch nicht mit der Quantentheorie angefreundet?

7. Quellenverzeichnis

- [Q1] **Planck, Max**: *Wissenschaftliche Selbstbiographie*, 2. Aufl: Johann Ambrosius Barth Verlag; Leipzig (1948) S 7
- [Q2] **KÖRBER, Hans-Wm**: *ELEKTRONEN-Bewegungen* Teil 1, 2. Aufl: Edition SAPIENTIA, pro literatur Verlag, Augsburg (2009)
in Ergänzung vom Verfasser:
- [--] *Konvergenz von fiktiver Physik und Realität – Naturkonstanten aus einem neuen Elektron-Modell erklärt*; ein unter diesem Titel seit März 2011 an diverse dt Physik-Institute und bedeutende Physik-Theoretiker persönlich versandter Aufsatz
- [Q3] **Feynman, Richard P.**: *QED – The strange theory of light and matter*, Princeton University Press (1985), p 129:
„It has been a mystery ever since it was discovered more than fifty years ago, and all good theoretical physicists put this number on their wall and worry about it.”
- [Q4] **Feynman**: *QED – Die seltsame Theorie des Lichts und der Materie*, Piper Verlag GmbH, München (1988), S 17ff
- [Q5] **The 2010 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physical Constants**, aktualisierte Werte vom Juni 2011:
<http://physics.nist.gov/cuu/Constants/Table/allascii.txt>
- [Q6] **KÖRBER**, aaO S 43 Gleichung (1.4.9) ©
- [Q7] aaO S 43 Gleichung (1.4.11)
- [Q8] aaO S 14 Gleichung (1.1.12) ©
- [Q9] aaO S 14 Gleichung (1.1.11) ©
- [Q10] aaO S 43 Gleichung (1.4.12)
- [Q11] aaO S 13 Gleichung (1.1.4) ©
- [Q12] aaO S 14 Gleichung (1.1.10) ©
- [Q13] aaO S 42 Gleichung (1.4.8)
- [Q14] aaO S 16 Gleichung (1.1.20) ©
- [Q15] aaO S 40 Gleichung (1.3.77) ©
- [Q16] <http://de.wikipedia.org/wiki/Landé-Faktor>
- [Q17] **Weißmantel, Chr.** (Hrsg): *Kleine Enzyklopädie – Atom- und Kernphysik*, 1. Aufl: Harri Deutsch, Thun; Ffm (1983) S 62
- [Q18] **KÖRBER**, aaO S 18 Gleichung (1.2.13)
- [Q19] aaO S 14, 44, 75, 76
- [Q20] bspw am Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973-5000: <http://www.bnl.gov/bnlweb/pubaf/pr/newsroom.asp>
- [Q21] <http://uni-ka.the-jens.de/html/theophys4/thse28.htm>
- [Q22] www.quantum.physik.uni-mainz.de/lectures/2006/ss06-atomphysikexperimente/Kapitel7.pdf, S 129
- [Q23] **Fritzsche, Harald**: *Elementarteilchen – Bausteine der Materie*, Verlag C. H. Beck oHG, München (2004), S 59)
- [Q24] **KÖRBER**, aaO S 17 Gleichung (1.2.1)
- [Q25] aaO S 26 Gleichung (1.3.2)
- [Q26] aaO S 17 Gleichung (1.2.2)
- [Q27] aaO S 26 Gleichung (1.3.1) oder S28 Gleichung (1.3.19)
- [Q28] aaO S 66 Gleichung (1.6.4.17)
- [QE] Diese Aussage ist dahingehend zu relativieren, daß es inzwischen besonders zum magnetischen Moment des μ ons (eines instabilen Elementarteilchens mit τ ca 10^{-6} s; Vergleich: Elektron $\tau > 10^{24}$ a !!!) einiges an Literatur gibt (s a [Q20]), bspw von **Jegerlehner, Fred**: *The anomalous magnetic moment of the muon* (Humboldt U., Berlin), Springer, Berlin (2008) 426 pp
- Heutige Arbeiten basieren dem Trend folgend zumeist auf der Quanten(feld)theorie. Die Crux dabei ist, daß die Quantenphysik wegen einiger in den 1920er Jahren auftretender Interpretationsprobleme gegen den Widerstand vieler Wissenschaftler ad hoc für Deutungen eingeführt wurde. Aus dieser, im Gegensatz zur klassischen Physik rational nicht nachvollziehbaren Naturbeschreibung, aber weiterverfolgten Theorie, entwickelten sich immer neue Theoriemodifikationen und speziell dafür ersonnene mathematische Methoden, so daß (auch wegen zunehmender Quanten-Anhänger) die Berücksichtigung Newtonscher Physik nur noch in der „groben“ Physik opportun war. Die Gründe für das Ausweichen in die „Krücke“ Quantentheorie wurden aus den Augen verloren, obgleich sich auch für einige der damals unerklärbaren Phänomene inzwischen Erklärungen anbieten – so z B für die Doppenspalt-Testergebnisse, das *EPR*-Paradoxon und das zwiespältige Photon-Verhalten. Der Anlaß für die Quantenphysik hat sich insofern häufig erledigt. Überdies ist beklagenswert, daß leichter anwendbare und verständlichere Deutungen von Naturgesetzen (wie zu erwarten ist auch die dieser Abhandlung) zugunsten der Quantenphysik ignoriert, ja verdrängt werden. Die Naturwissenschaft Physik wurde so entgegen ihres einstigen hehren Ziels immer mehr zu einer mystischen Geisteswissenschaft. Vergewöhnlich ist man sich, daß der Begriff Quantenphysik ursprünglich mit *Planck*'schem Wirkungsquantum eingeführt wurde, weil Photonenergie stets in der Dosis $h \cdot f$ auftritt (mit f indes beliebig dosierbar und nicht absolut quantisiert), hätte „**Quantengeometrie**“ wegen Kreiszahl π bereits mit deren genaueren Berechnung durch *Archimedes* um 250 v Chr eingeführt werden können.