Spin ½ scheint mit allen bisherigen Mitteln nicht tiefgründiger erklärbar zu sein.

Daher ein kleiner Umweg. Es stellt sich folgende Frage:

**Welchen Drehimpuls überträgt eigentlich eine zirkular polarisierte Wellenfront - eine Analogie zwischen elektrischer und gravitativer Feldstärke**

Eine zirkulare Polarisation kann als Superposition linearer Polarisationen dargestellt werden. Hier wird eine Feldstärke **g** konstanten Betrags angenommen:

$$\vec{\mathrm{g}}(\mathrm{r},\mathrm{t}) = \hat{g}\begin{pmatrix}\cos(-k\cdot z)\\ \sin(-k\cdot z)\\ 0\end{pmatrix}$$

Ein Testteilchen durchlaufe die Wellenfront entlang der Propagationsachse mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v_z}$

$$\vec{\mathrm{v}} = \begin{pmatrix}0\\ 0\\ v_z\end{pmatrix}$$

Dann lautet die infinitesimale Geschwindigkeitszunahme in Richtung der Kraft

$$\overrightarrow{\mathrm{dv}}(\mathrm{r},\mathrm{t}) = \hat{g}\begin{pmatrix}\cos(-k\cdot z)\\ \sin(-k\cdot z)\\ 0\end{pmatrix}\cdot dt = \hat{g}\begin{pmatrix}\cos(-k\cdot z)\\ \sin(-k\cdot z)\\ 0\end{pmatrix}\cdot\frac{dz}{v_z}$$

Und das Integral führt auf

$$\vec{\mathrm{v}}(\mathrm{z}) = \begin{pmatrix}0\\ 0\\ v_z\end{pmatrix} + \int \hat{g}\begin{pmatrix}\cos(-k\cdot z)\\ \sin(-k\cdot z)\\ 0\end{pmatrix}\cdot\frac{dz}{v_z}$$

Das Testteilchen wird in eine Spiralbahn gezwungen, die von der Geschwindigkeit $\mathbf{v_z}$ und der Wellenzahl **k** abhängt.

$$\vec{\mathrm{v}}(\mathrm{z}) = \begin{pmatrix}0\\ 0\\ v_z\end{pmatrix} + \hat{g}\begin{pmatrix}\sin(-k\cdot z)\\ -\cos(-k\cdot z)\\ 0\end{pmatrix}\cdot\frac{-1}{k\cdot v_z}$$

Da das Testteilchen eine Trägheit **m** aufweist, kann auf einen Gyrationsradius **r** geschlossen werden

$$\mathrm{Fz} = mv^2/r$$

$$\vec{\mathrm{p}} = \mathrm{m}\cdot\vec{\mathrm{v}}(\mathrm{z}) = \frac{-m\cdot\hat{g}}{k\cdot v_z}\begin{pmatrix}\sin(-k*z)\\ -\cos(-k*z)\\ 0\end{pmatrix} + m\begin{pmatrix}0\\ 0\\ v_z\end{pmatrix}$$

$$\mathrm{v}^2 = \frac{\hat{g}^2}{k^2 * v_z^2}$$

$$\mathrm{F_z} = F_g$$

$$m \cdot \hat{g} = m \cdot \frac{\hat{g}^2}{k^2 * v_z^2} * \frac{1}{r}$$

$$r = \frac{\hat{g}}{k^2 * v_z^2}$$

Dann resultiert ein Drehimpuls **L** als Produkt des zentral gerichteten Gyrationsradius und der umlaufenden Impulskomponenten

$$\vec{L} = \frac{\hat{g}}{k^2 * v_z^2} \begin{pmatrix} \cos(-k * z) \\ \sin(-k * z) \\ 0 \end{pmatrix} \times \frac{-m \cdot \hat{g}}{k \cdot v_z} \begin{pmatrix} \sin(-k * z) \\ -\cos(-k * z) \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{m\hat{g}^2}{k^3 \cdot v_z^3} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Nun kann die Geschwindigkeit entlang z auch die Lichtgeschwindigkeit sein! Denn es macht keinen Unterschied, ob das Teilchen die (statisch im Raum stehende) Welle durchläuft oder umgekehrt die Welle das Teilchen mit Lichtgeschwindigkeit durchläuft (Induktionsprinzip). Wie im Elektromagnetismus ist der Effekt identisch. Entscheidend ist die Dynamik des Vorganges!

$$|\vec{L}| = \frac{m\hat{g}^2}{k^3 \cdot c^3} = \frac{m\hat{g}^2}{\omega^3}$$

Könnte ein ähnlicher Ansatz auf ein Teilchenmodell übertragen werden? Ist der Spin ½ eventuell das Ergebnis einer Art zirkularen Polarisation der im Allgemeinen als statisch angenommenen Feldstärken punktsymmetrischer Ladungen?

Das impliziert eine Art Dynamik des punktsymmetrischen Kraftfeldes.

In den bisherigen Arbeiten wurden neben räumlichen Impulsen auch Massen als effektive Größe dynamischer Raumzeit-Geometrie identifiziert, eine grundlegende Dynamik ist so theoretisch gegeben. Es wurde nur bisher vereinfachend angenommen, dass die Feld-Verteilung im Raum dennoch statisch ist. Die Dynamik betraf die Zeitachse selbst.

Dieser Dynamik könnte eine Ausrichtung im Raum –gewissermaßen eine Abbildung - als neuer Freiheitsgrad gegeben werden.

## Umgehung von Inkonsistenzen

Bei Vergleichen von quantenmechanischen Spin mit klassischem Drehimpuls treten immer wieder Ausschluss-Argumente auf, dass z.B. Teilchen wie das Elektron mit Überlichtgeschwindigkeit rotieren müssten und ähnliche. Hier geht es jedoch nicht um klassische Größen. Feldvektoren sind relativ abstrakte Strukturen. Es handelt sich um infintesimale Größen, die hier in ihren infinitesimalen Raum-Punkten lokal rotieren. Eine eigentliche Bewegung dieser Felder findet nicht statt, damit dürften solche Inkonsistenten ausgeschlossen sein. Es ist noch eindeutiger, wenn man diese Rotationen als Linear-Kombination von Schwingungen sieht. Da es hier um gravitative Felder geht, sind es sogar Schwingungen der Raumzeit an sich und geht man in ein Kaluza-Modell über, gilt dies auch für den Elektromagnetismus!

**Ein Teilchen-Modell mit zirkularer Polarisation der Feldvektoren**

Ausgegangen wird vom zentralen Gravitationsfeld eines Teilchenmodells mit zusätzlich exponentiell abnehmender Stärke, um eine endliche Divergenz zu garantieren. Hier ist θ als Höhenwinkel ab der z-Achse definiert und Wellenzahl sowie Winkelfrequenz folgen hier aus dem Wellendualismus für Massen:

$$m = \hbar \cdot k\,/c \qquad m = \hbar \cdot \omega / c^2 \tag{2.0}$$

$$V = -\frac{\gamma M}{R} e^{-k\cdot R} \tag{2.1}$$

$$g = \left(\frac{\gamma M}{R^2} e^{-k\cdot R} + \frac{\gamma M \cdot k}{R} e^{-k\cdot R}\right) \begin{pmatrix} \cos(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ \sin(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix} \tag{2.2}$$

$$\frac{dg}{dt} = \left(\frac{\gamma M}{R^2} + \frac{\gamma M \cdot k}{R}\right) e^{-k\cdot R} \omega \begin{pmatrix} -\sin(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ \cos(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

Jede einzelne Feldlinie dreht sich effektiv, bei konst. Betrag. Das entspricht mathematisch auch der aktiven „Drehung" des Teilchens oder der passiven Drehung des Koordinatensystems. Am sinnvollsten sieht man es jedoch als Linearkombination von Schwingungen der Raumzeit-Metrik!

Aus der Ableitung des Gravitationsfeldes nach der Zeit kann über eine linearisierte Komponente des Energie-Impuls-Dichte-Tensors auf ein Impuls-Dichte-Feld geschlossen werden, welches wirbelförmig ist und auf ein Drehimpuls-Feld führt!

Um Verwechslungen zu vermeiden wird **p** (klein **p**) für die Impulsdichte **π** geschrieben. In der linearisierten ART entspricht die Ableitung des Gravitationsvektors **g** der Ableitung von Elementen des Christoffelsymbols **Γ**. In linearisierter Näherung kann direkt über diese Ableitung auf eine Divergenz der Metrik geschlossen werden und diese entspricht, umgerechnet über die Einsteinkonstante **κ**, hier einer Impulsdichte **ρ v**.

$$\frac{dg}{c^3 dt} = \frac{\partial}{c\cdot\partial t}\Gamma = \kappa \cdot \rho \frac{v}{c} = \frac{8\pi\gamma}{c^2} \rho \frac{v}{c} = \frac{8\pi\gamma}{c^2} \frac{p}{c} \tag{3.0}$$

$$p = \frac{dg}{dt} \frac{c^3}{c^3 8\pi\gamma} \tag{3.1}$$

$$p \cdot 8\pi\gamma = \frac{dg}{dt} = \left(\frac{\gamma M}{R^2} + \frac{\gamma M \cdot k}{R}\right) e^{-k\cdot R} \omega \tag{3.2}$$

$$p = \left(\frac{M}{8\pi R^2} + \frac{M \cdot k}{8\pi R}\right) e^{-k\cdot R} \omega \begin{pmatrix} -\sin(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ \cos(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{3.3}$$

Das Volumenintegral über das Kreuzprodukt von Ortsvektor und Impulsdichtefeld führt dann auf einen Drehimpuls. Formel 4.0

$$\int_V r \times p \, dV = \int_V R \begin{pmatrix} \cos(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ \sin(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix} \times \left(\frac{M}{8\pi R^2} + \frac{M \cdot k}{8\pi R}\right) e^{-k\cdot R} \omega \begin{pmatrix} -\sin(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ \cos(\varphi(t)) \sin(\theta) \\ 0 \end{pmatrix} dV$$

$$\int_V r \times p\, dV$$
$$= \int_V \left(\frac{M}{8\pi R} + \frac{M \cdot k}{8\pi}\right) e^{-k \cdot R} \omega \begin{pmatrix} -\cos(\theta)\cos(\varphi(t))\sin(\theta) \\ -\cos(\theta)\sin(\varphi(t))\sin(\theta) \\ \cos(\varphi(t))\sin(\theta)\cos(\varphi(t))\sin(\theta) + \sin(\varphi(t))\sin(\theta)\sin(\varphi(t))\sin(\theta) \end{pmatrix} dV$$

Das Kreuzprodukt der Winkelfunktionen führt auf Formel 4.3:

$$\int_V r \times p\, dV = \int_V \left(\frac{M}{8\pi R} + \frac{M \cdot k}{8\pi}\right) e^{-k \cdot R} \omega \begin{pmatrix} -\cos(\theta)\cos(\varphi(t))\sin(\theta) \\ -\cos(\theta)\sin(\varphi(t))\sin(\theta) \\ \sin(\theta)^2 \end{pmatrix} dV$$

$$\int_V r \times p\, dV = \int_V \left(\frac{M}{8\pi R} + \frac{M \cdot k}{8\pi}\right) e^{-k \cdot R} \omega \begin{pmatrix} -\cos(\theta)\sin(\theta)\cos(\varphi(t)) \\ -\cos(\theta)\sin(\theta)\sin(\varphi(t)) \\ \sin(\theta)^2 \end{pmatrix} dV \qquad (4.3)$$

Und der Betrag des reinen Richtungs-Vektors entspricht:

$$\cos(\theta)^2 \sin(\theta)^2 \cos(\varphi(t))^2 + \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^2 \sin(\varphi(t))^2 + \sin(\theta)^4$$
$$= \cos(\theta)^2 \sin(\theta)^2 + \sin(\theta)^4$$
$$= (\cos(\theta)^2 + \sin(\theta)^2)\sin(\theta)^2 = \sin(\theta)^2$$
$$|l| \sim \sin(\theta) \qquad (4.7)$$

Ein Faktor der Winkelfunktionen kann vorgezogen werden:

$$\int_V r \times p\, dV = \int_V \left(\frac{M}{8\pi R} + \frac{M \cdot k}{8\pi}\right) e^{-k \cdot R} \omega \sin(\theta) \begin{pmatrix} -\cos(\theta)\cos(\varphi(t)) \\ -\cos(\theta)\sin(\varphi(t)) \\ \sin(\theta) \end{pmatrix} dV \qquad (4.8)$$

Es gibt z-Komponenten und radial nach außen zeigende Komponenten. In drei Dimensionen ist dies unumgänglich. Das Maximum liegt in der zentralen xy-Ebene. Für die Integration wird zu einem Zylinder-Koordinatensystem gewechselt!

Heben die Radial-Komponenten einander auf?? Getrennte Auswertung des Integrals.

Axial:

$$L_z = \int_V \left(\frac{M}{8\pi R} + \frac{M \cdot k}{8\pi}\right) e^{-k \cdot R} \omega \sin(\theta)^2\, dV \qquad (5.0)$$

Da die Werte über festem Abstand **r** konstant ausfallen, kann über den Umwinkel **φ** unabhängig integriert werden:

$$L_z = \int_V \left(\frac{M}{8\pi (r^2+z^2)^{0,5}} + \frac{M \cdot k}{8\pi}\right) e^{-k \cdot (r^2+z^2)^{0,5}} \omega \left(\frac{r^2}{r^2+z^2}\right) 2\pi r \cdot dr \cdot dz \qquad (5.1)$$

Konstante Werte werden vor das Integral gezogen.

$$L_z = \left(\frac{M\omega}{4}\right) \int \left(\frac{r^3}{(r^2+z^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{r^3 k}{(r^2+z^2)}\right) e^{-k \cdot (r^2+z^2)^{0,5}} \cdot dr \cdot dz \qquad (5.2)$$

$$L_z = \left(\frac{M\omega}{4}\right) \int \quad \frac{(2 \cdot (r^2 + z^2)^{0,5} + k \cdot r^2)}{k \cdot (r^2 + z^2)^{0,5}} e^{-k \cdot (r^2+z^2)^{0,5}} \cdot dz$$

$$L_z = \left(\frac{M\omega}{4}\right) \int \quad \left(\frac{2}{k} + r^2/(r^2 + z^2)^{0,5}\right) e^{-k \cdot (r^2+z^2)^{0,5}} \cdot dz \tag{5.4}$$

Numerischer Test: Integral über z geht immer gegen 2/k! R wird null gesetzt, da schon integriert. Dann ist das Integral über z:

$$L_z = \left(\frac{M\omega}{4}\right) \int \quad \left(\frac{2}{k}\right) e^{-k \cdot z} \cdot dz$$

$$L_z = \left(\frac{M\omega}{4}\right)\left(\frac{2}{k^2}\right) e^{-k \cdot z}$$

$$L_z = \left(\frac{M\omega}{4}\right)\left(\frac{2}{k^2}\right) e^{-k \cdot z}$$

$$c = \frac{\omega}{k}$$

$$L_z = \left(\frac{\hbar \cdot k \cdot \omega}{2 \cdot c \cdot k^2}\right) e^{-k \cdot z}$$

Unter der Annahme, dass alle Wellenzahlen und Kreisfrequenzen dieselbe Ursache haben, heben sich alle Abhängigkeiten weg.

$$L_z = \left(\frac{\hbar}{2}\right) e^{-k \cdot z} \tag{5.10}$$

Integral in **xy**, bzw. **r** des Zylindersystems:

$$\overrightarrow{L_{\vec{r}}} = \int_V \; -\left(\frac{M}{8\pi R} + \frac{M \cdot k}{8\pi}\right) e^{-k \cdot R} \omega \sin(\theta) \cos(\theta) \begin{pmatrix} \cos(\varphi(t)) \\ \sin(\varphi(t)) \\ 0 \end{pmatrix} dV \tag{5.11}$$

Diese radial gerichteten Komponenten tragen effektiv nicht zum Dreh-Impulsvektor bei, da sie sich zu Null integrieren (Summen über entgegengesetzte Vektoren welche nur linear vom Winkel **φ** abhängen).

„Form“ des effektiven Drehimpulses:

$$\vec{L} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \left(\frac{\hbar}{2}\right) e^{-k \cdot R} \end{pmatrix} \tag{5.12}$$

Das magnetische Dipolmoment ist klassisch gerechnet **½ I(r*p)** ist hier also identisch zu Drehimpuls/2!

$$\vec{m} = \frac{1}{2} \vec{L} \tag{5.13}$$

**Das klassische und das dynamische Gravito-Magnetfeld**

Berechnung des gravitomagnetischen Felds über die allgemeine Integration lt.Wiki:

$$\vec{B}_g = \frac{\gamma}{c^2}\int_V \pi \times \frac{r}{r^3}\, dV \tag{6.0}$$

$$\vec{B}_g = \frac{\gamma}{c^2}\int_V \left(\frac{M}{8\pi R^2}+\frac{M\cdot k}{8\pi R}\right) e^{-k\cdot R}\omega \begin{pmatrix} -\sin(\varphi(t))\sin(\theta) \\ \cos(\varphi(t))\sin(\theta) \\ 0 \end{pmatrix} \times \frac{R}{R^3}\begin{pmatrix} \cos(\varphi(t))\sin(\theta) \\ \sin(\varphi(t))\sin(\theta) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix} dV$$

$$\vec{B}_g = \frac{\gamma}{c^2}\int_V \left(\frac{M}{8\pi R^2}+\frac{M\cdot k}{8\pi R}\right) e^{-k\cdot R}\omega \frac{R}{R^3}\begin{pmatrix} \sin(\theta)\cos(\theta) * \cos(\varphi(t)) \\ \sin(\theta)\cos(\theta) * \sin(\varphi(t)) \\ -\sin(\theta)^2 \end{pmatrix} dV$$

Der Sinus des Höhenwinkels **θ** verhält sich wie der Radius **r** in der xy-Ebene zum Gesamtabstand **R**.

$$B_z = -\frac{\gamma}{c^2}\left(\frac{M\omega}{8\pi}\right)\int_V \left(\frac{1}{R^6}+\frac{k}{R^5}\right) e^{-k\cdot R} r^3\, 2\pi\cdot dr\cdot dz$$

$$B_z = -\frac{\gamma}{c^2}\left(\frac{M\omega}{4}\right)\int_V \left(\frac{1}{R^6}+\frac{k}{R^5}\right) e^{-k\cdot R} r^3\, dr\cdot dz \tag{6.4}$$

Das Integral ist nicht geschlossen lösbar! Es kann nur gesagt werden, dass **B** ausschließlich eine z-Komponente hat!

Das theoretisches Außenfeld eines klassischen Dipols bestimmt sich hingegen zu

$$\overrightarrow{B_g}(kl) \sim \frac{3\vec{r}(\vec{m}\cdot\vec{R}) - \vec{m}\cdot R^2}{R^5} \tag{6.5}$$

Mit der Übernahme des theoretischen Dipolmoments in die Gleichung folgt dann

$$\vec{m} = \frac{1}{2}\vec{L}$$

$$\overrightarrow{B_g}(kl) = -\frac{\gamma}{c^2}\frac{3\vec{R}\left(\frac{1}{2}\vec{L}\cdot\vec{R}\right) - \frac{1}{2}\vec{L}\cdot R^2}{R^5} \tag{6.7}$$

$$\overrightarrow{B_g}(kl) = -\frac{\gamma}{c^2}\left(3\cdot\frac{1}{2}|L|\cdot\sin(\theta)\frac{\vec{R}}{R^4} - \frac{1}{2}\frac{\vec{L}}{R^3}\right)$$

$$\overrightarrow{B_g}(kl) = -\frac{\gamma}{c^2}\left(3\cdot\frac{1}{2}|L|\cdot\sin(\theta)\frac{\vec{e}}{R^3} - \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ Lz/R^3 \end{pmatrix}\right)$$

$$B_z(kl) = -\frac{\gamma}{c^2}\left(3\cdot\frac{1}{2}L_z\cdot\frac{\sin(\theta)^2}{R^3} - \frac{1}{2}\frac{L_z}{R^3}\right)$$

$$B_z(kl) = -\frac{\gamma}{c^2}\frac{1}{2}\frac{L_z}{R^3}(3\cdot\sin(\theta)^2 - 1) \tag{6.11}$$

Die Kraft des dynamisch definierten Feldes ist jedoch bereits bekannt! Sie entspricht den xy-Komponenten des normalen Gravitationsvektors! Und auch ruhende Teilchen erfahren diese Kraft (Induktionsprinzip), da das verursachende Feld eben dynamisch ist!

$$m \cdot g_{xy}(dyn) = m\left(\frac{\gamma M}{R^2} e^{-k \cdot R} + \frac{\gamma M \cdot k}{R} e^{-k \cdot R}\right)\begin{pmatrix} \cos(\varphi(t))\sin(\theta) \\ \sin(\varphi(t))\sin(\theta) \\ 0 \end{pmatrix} \tag{7.0}$$

$$m \cdot g_r(dyn) = m\left(\frac{\gamma M}{R^2} e^{-k \cdot R} + \frac{\gamma M \cdot k}{R} e^{-k \cdot R}\right)\sin(\theta) \tag{7.1}$$

Dieses Feld wirkt auch auf Ruhmasse, welche hier als $p_0$-Komponente des Viererimpulses auftreten muss und so die magnetische Feldstärke **B** zu der wirkenden Gravitationskraft **m g$_r$** bestimmt:

$$B_z(dyn) = \frac{m \cdot g_r}{\mathrm{p_0}} = \frac{m \cdot g_r}{\mathrm{m \cdot c}} = \left(\frac{\gamma \cdot \hbar \cdot \omega}{c^3 \cdot R^2} e^{-k \cdot R} + \frac{\gamma \cdot \hbar \cdot \omega \cdot k}{c^3 \cdot R} e^{-k \cdot R}\right)\sin(\theta) \tag{7.2}$$

$$B_z(dyn) = \frac{m \cdot g_r}{\mathrm{m \cdot c}} = \left(\frac{\gamma \cdot \hbar \cdot \omega}{c^3 \cdot R^2} e^{-k \cdot R} + \frac{\gamma \cdot \hbar \cdot \omega \cdot k}{c^3 \cdot R} e^{-k \cdot R}\right)\sin(\theta)$$

$$B_z(dyn) = \frac{m \cdot g_r}{\mathrm{m \cdot c}} = \frac{\gamma}{c^2}\left(\frac{\hbar \cdot \omega}{c \cdot R^2} e^{-k \cdot R} + \frac{\hbar \cdot k^2}{R} e^{-k \cdot R}\right)\sin(\theta)$$

$$c = \frac{\omega}{k}$$

$$B_z(dyn) = \frac{m \cdot g_r}{\mathrm{m \cdot c}} = \frac{\gamma}{c^2}\left(\frac{\hbar \cdot k}{R^2} e^{-k \cdot R} + \frac{\hbar \cdot k^2}{R} e^{-k \cdot R}\right)\sin(\theta) \tag{7.5}$$

Nun muss die Exponentialfunktion angenähert werden, um einen direkten Vergleich ziehen zu können. Hierzu werden jene Potenzen verwendet, welche Wellenzahlen im Ausdruck gerade wegheben und den Ausdruck linearisieren. Die Taylorreihe der Exponential-Funktion führt zu:

$$e^{-x} = \frac{1}{T(e^x)} = \frac{1}{1 + x + \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{6} + \frac{x^4}{24} + \frac{x^5}{120} \ldots} \tag{7.6}$$

$$e^{-kR} = \frac{1}{T(e^{kR})} = \frac{1}{1 + kR + \frac{k^2R^2}{2} + \frac{k^3R^3}{6} + \frac{k^4R^4}{24} + \frac{k^5R^5}{120} \ldots} \tag{7.7}$$

$$B_z(dyn) = \frac{mg_r}{\mathrm{mc}} \approx \frac{\gamma}{c^2}\left(\frac{\hbar \cdot k}{R^2}\frac{1}{kR} + \frac{\hbar \cdot k^2}{R}\frac{2}{k^2R^2}\right)\sin(\theta) \tag{7.8}$$

$$B_z(dyn) = \frac{mg_r}{\mathrm{mc}} \approx \frac{\gamma}{c^2}\left(\frac{\hbar}{R^3} + 2\frac{\hbar}{R^3}\right)\sin(\theta) \tag{7.9}$$

$$B_z(dyn) = \frac{mg_r}{\mathrm{mc}} \approx \frac{\gamma}{c^2}\left(3\frac{\hbar}{R^3}\right)\sin(\theta) \tag{7.10}$$

Da die Abhängigkeit vom Höhenwinkel völlig verschieden ist, muss der Vergleich stark vereinfacht werden:

$$B_z(kl) = -\frac{\gamma}{c^2}\frac{1}{4}\frac{\hbar}{R^3}3 \tag{7.11}$$

$$\widehat{B_z}(dyn) = \mathbf{4} \cdot \widehat{B_z}(kl) \tag{7.12}$$

Das aus der dynamischen Gravitation abgeleitete Magnetfeld ist viermal so stark wie das Magnetfeld der klassischen Definition. Es ist allerdings nur eine stark vereinfachte Näherung.

Wenn abschließend angenommen wird, dass in dieser Näherung das abgeleitete Dipolmoment **m** stehen sollte, folgt hingegen der gyrodynamische Faktor, der Landefaktor, exakt zu 2,0.

$$gs = \frac{\frac{\gamma}{c^2}\left(3\frac{\hbar}{R^3}\right)\sin(\theta)}{\frac{\gamma}{c^2}\left(3\frac{m}{R^3}\right)\sin(\theta)} = \mathbf{2} \tag{7.13}$$

Eine genauere Analyse muss folgen..

**Außerdem..:**

Das so definierte Wirbel-Feld ist kein Dipol-Feld, aber auch kein Monopol-Feld. Die Feldlinien sind nicht geschlossen, da nur eine Richtung ausgezeichnet ist. Nur zwei koplanare Kraftkomponenten versetzen eine Testmasse in Rotation. Eine dritte Kraftkomponente ist die statisch bleibende z-Komponente des Gravitationsfeldes. Das Feld hat keine „Ringsingularität“ etwa wie ein Ringstrom oder wie es in der Kerr-Lösung angenommen wird. Andererseits hat es durchaus ein Dipol-Moment, das ausgerichtet werden kann.

In einer früheren Arbeit wurde Antimaterie bereits behandelt. Hier wurde das Spektrum möglicher Massen erweitert, indem zu jeder Wellenzahl eine negative Wellenzahl ergänzt wurde.

Bei Ableitungen im Raum musste zusätzlich ein Paritätsfaktor eingebunden werden, damit die Kräfte vergleichbar werden. Das betrifft jedoch nicht Ableitungen nach der Zeit.

Damit tritt automatisch ein einfacher Vorzeichenwechsel bei der Definition des Impuls-Dichte-Feldes auf. Dann ist – gleiche Ausrichtung im Raum vorausgesetzt – das Wirbelfeld eines Antimaterie-Teilchens dem eines Materieteilchens immer entgegengesetzt. Die Ableitungsrichtung ist an den quantenmechanischen Ausdruck, der Ruhmasse eine Frequenz zuordnet, gebunden!

**Erweiterung des Prinzips? Allgemeine Feldlinien-Rotation**

Um den Ansatz zu erweitern, müssen erst mal die geforderten Annahmen genauer in Augenschein genommen werden: Bei elektromagnetischen Wellen werden Schwingungen von Vektor-Potentialen behandelt. Nun wurde analog zum elektrischen Vektor der Gravitationsfeld-Vektor betrachtet, um auf Drehimpulse schließen zu können. Das ist jedoch eine Beschränkung der Komponenten der Christoffelsymbole, im Rahmen der Allgemeinen Relativitätstheorie, auf lineare Zusammenhänge. Wie in den Ansätzen der Kaluza-Klein-Theorie führt dies auf:

$$\Gamma_{\mu v}^{m}=\frac{1}{2}g^{mk}\cdot\left(\frac{\partial}{\partial x^{v}}g_{\mu k}+\frac{\partial}{\partial x^{\mu}}g_{kv}-\frac{\partial}{\partial x^{k}}g_{\mu v}\right) \tag{8.0}$$

$$\Gamma_{\mu v}^{k}=\frac{1}{2}g^{kk}\cdot\left(\frac{\partial}{\partial x^{v}}g_{\mu k}-\frac{\partial}{\partial x^{k}}g_{\mu v}\right) \tag{8.1}$$

$$\Gamma_{0v}^{\mu}=\frac{1}{2}\cdot\left(\frac{\partial}{\partial x^{v}}g_{0\mu}-\frac{\partial}{\partial x^{\mu}}g_{0v}\right)=F_{\mu v}=\frac{\partial}{\partial x^{\mu}}V_{v}-\frac{\partial}{\partial x^{v}}V_{\mu} \tag{8.2}$$

Dies ist die Ableitung der quasi zeitartigen Ränderung der rein räumlichen Metrik und die Freiheitgrade werden auf die Störung des zeitartigen Basis-Vektors reduziert, dessen Projektionen in den Raum Vektorpotentialen entsprechen.

Um auf Spin ½ zu schließen, wurden direkt zirkulare Polarisationen des normalen Gravitations-Feldes angenommen. Eine lineare Polarisation würde gewissermaßen die Feldstärke in nur einer Richtung betreffen und das Feld insgesamt (die Äquipotentialflächen) hätte die Form eines Rotations-Ellipsoids. Das ist mit einem einzigen skalaren Potential jedoch nicht darstellbar und man müsste vielmehr auch hier von einem Vektorpotential ausgehen. Das vereinfacht zumindest die formelmäßige Darstellung.

$$V=-\frac{\gamma M}{R}e^{-k\cdot R}\rightarrow\vec{V}=-\frac{\gamma M}{R}e^{-k\cdot r}\begin{pmatrix}\cos(\varphi(t))\sin(\theta)\\ \sin(\varphi(t))\sin(\theta)\\ \cos(\theta)\end{pmatrix} \tag{8.3}$$

So können auch typische Polarisations-Richtungen als Freiheitsgrade zugeordnet werden!

$$V\rightarrow\vec{V}\sim\vec{P} \tag{8.4}$$

Die hier analog Vektorpotentialen dargestellten metrischen Elemente führten auf gekoppelte Impulsdichten. Diese sind in linearisierter ART jedoch direkt proportional den Impulsdichten des Energie-Impuls-Dichte-Tensors, bzw. stehen in denselben Anteilen wie die Impulse im EI-Tensor:

$$\Box g_{0v}=kT_{0v} \tag{8.5}$$

Dann kann aus der bisherigen Betrachtung eine grundlegende Regel abgleitet werden:

Immer wenn metrische Komponenten einander zyklisch austauschen, liegt ein Drehimpuls-Verhalten vor. Dies ist lokal zu verstehen und nicht auf bewegte Massen beschränkt. Es ist der zyklische Austausch von Feld-Komponenten. Die Feldstärke spielt nur indirekt eine Rolle. Wesentlich ist, dass ihre Ausrichtung mit der Zeit rotiert. Die exakte Feldform führt dann auf unterschiedliche Lösungen. Bekannt sind jetzt das Spin 1-Verhalten von transversalen Vektorfeldern, das Spin-2-Verhalten von Tensorfeldern und – wenn die Ableitung unabhängig bestätigt werden kann- das Spin ½ Verhalten des Teilchenmodells auf der Basis der diskretisierten ART.

Kommt die Rückführung aus dem holonomen Vierbein-Formalismus aus Kapitel 2 ins Spiel, können alle Verhaltensweisen auf zyklischen Austausch von Komponenten des diskretisierten Ortsvektors zurückgeführt werden.

### Die endliche Geometrie und Spin

In gewisser Hinsicht sind alle mechanischen Größen, welche als Quell-Ausdrücke die Metrik bestimmen, bereits Lösungen. Sie ergeben sich als Volumenintegrale über den Energie-Impuls-Dichte-Tensor und dieser ist in den vorliegenden Abhandlungen auf Felddivergenzen zurückgeführt. Die Einstein-Gleichung ist hier eine Identität von Geometrie und Physik.

Nun konnte die Metrik einer ebenen Wellenfront auch als Tensor-Produkt von Vierbeinen dargestellt werden und diese wiederum als Ableitungen eines diskretisierten aber auch dynamischen Ortsvektors, allgemein von parametrisierten Geodäten. Dies führt auch wieder auf eine Art Identität: zwischen diskretem Ortsvektor und dem Vierervolumen-Integral über die abgeleiteten Energie- und Impulsdichten. Diese führt auf die invariante Wirkung und diese korreliert direkt mit der Planckfläche. Diese tritt hier aber als Betragsquadrat der Vierer-Amplitude der möglichen Störungen des Vierer-Vektors auf.

Dann ist der Umweg über Dichte-Funktionale eventuell nicht notwendig und die gesuchten Größen sind einfacher über Ableitungen bestimmbar:

Die Vierbeine, und damit auch metrische Komponenten, ergeben sich, wenn Ortspunkte phasenverschoben zueinander schwingen.

Was bedeutet nun die Superposition von linear polarisierten Vektorpotentialen zu zirkular polarisierten für den Ortsvektor als Ursache? Die metrischen Komponenten ergeben sich lediglich aus Phasenverschiebungen, d.h. die Ortspunkte durchlaufen dieselben Funktionen mit konstanter Amplitude $\mathbf{L_p}$.

- Vektorlösung: metrische Funktion **g** und N-Bein-Funktion **e** hängen linear zusammen. Sie wiederholen sich mit derselben Frequenz. Die Ortspunkte **R** durchlaufen bei zirkularer Polarisation effektiv eine geschlossene Kurve und umlaufen in der Periodendauer **T** die Fläche $\boldsymbol{\pi}\ \mathbf{L_p}^2$.Diese ist direkt einem Drehimpuls proportional.
- Skalare Lösung: metrische Funktion **g** mit dem Quellterm **m** und N-Bein-Funktion **e** hängen quadratisch zusammen. Geht man von der Compton-Frequenz der Masse **m** aus, wiederholen sich N-Bein-Komponente **e** und damit auch Ortspunkte **R** erst mit der doppelten Perioden-Dauer und umlaufen eine imaginäre Fläche desselben Betrags. Nach einer Periodendauer entspricht dies also nur dem halben Drehimpuls.

Auch hier ergibt sich im Vergleich mit der bekannten Physik ein Spin ½ für Teilchen mit Ruhemasse. Die ursächlichen geometrischen Störungen durchlaufen eine geschlossene Kurve erst nach der doppelten Zeit. Dabei müssen diese nicht zwangsläufig zu physikalischen Effekten führen. Kräfte sind erst gegeben, wenn zusätzliche Ortsabhängigkeiten eine Rolle spielen. Bei verschwindender Phasenverschiebung sind die metrischen Komponenten identisch zur Minkowski-Metrik.

Es ist nur eine Frage offen: Warum kommt es überhaupt zu einer zusätzlichen Abbildung als geschlossenes Wirbelfeld in den Raum? Die Erweiterung des skalaren Modells funktioniert –aber warum?

- Darstellung in komplexer Ebene von XT-Kombi! BZW: hyperbolisch?
- Ev als Erweiterung: verschiedene Frequenzen, Phasen -> Lissajus-Figuren??

**Invarianz unter Lorentz-Transformationen**

- Normale Drehimpulse sind unter LT nicht invariant. Im Grunde ist das einfach zu verstehen: Es sind keine Vierer-Vektoren