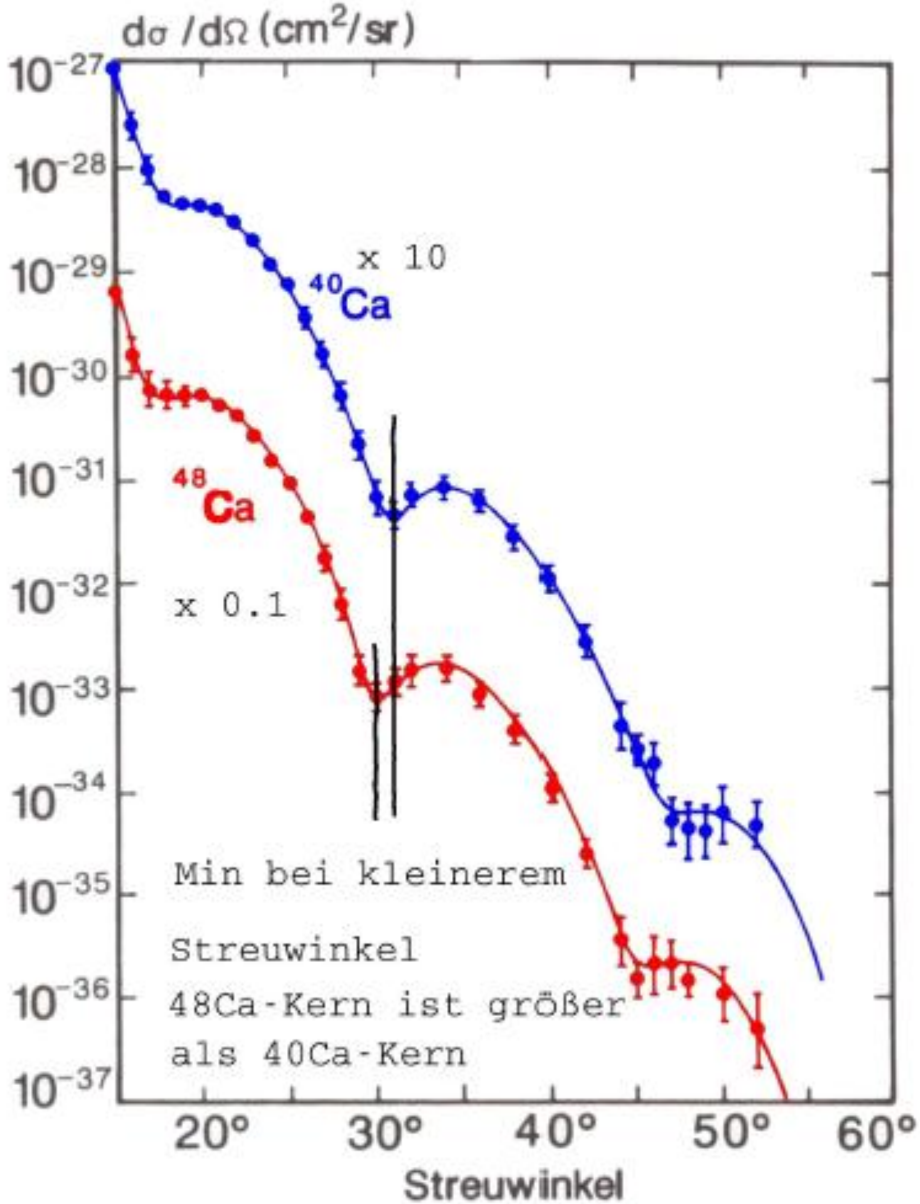
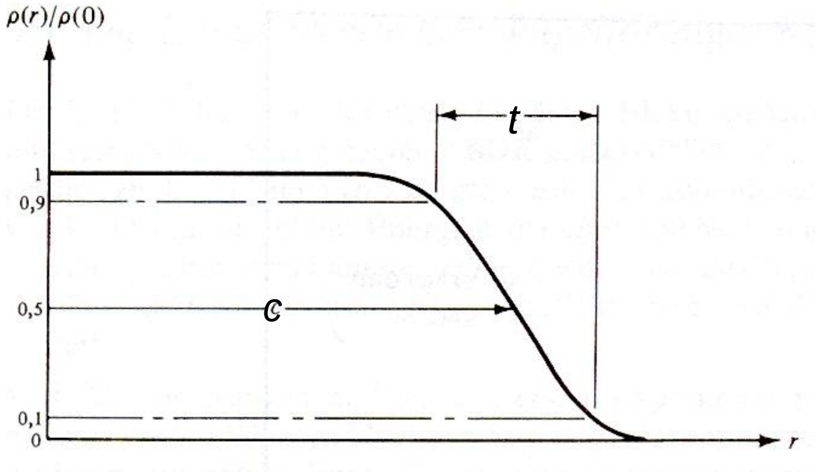

dσ /dΩ (cm²/sr)
10⁻²⁷
10⁻²⁸
10⁻²⁹
10⁻³⁰
10⁻³¹
10⁻³²
10⁻³³
10⁻³⁴
10⁻³⁵
10⁻³⁶
10⁻³⁷
x 10
40Ca
48Ca
x 0.1
Min bei kleinerem
Streuwinkel
48Ca-Kern ist größer
als 40Ca-Kern
20°
30°
40°
50°
60°
Streuwinkel

Fig-TP-4.5a

4.2c Ladungsverteilung in Kernen



Ladungsverteilung für Vielzahl von Kernen bestimmt:

- Kerne sind keine „scharfen“ Kugeln sondern Ladungsverteilung fällt zum Rand hin ab
- Radiale Verteilung kann näherungsweise durch 2-parametrige Fermi-Funktion beschrieben werden:

$$\boxed{\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-c)/a}}}$$

Radius c halber Dichte:

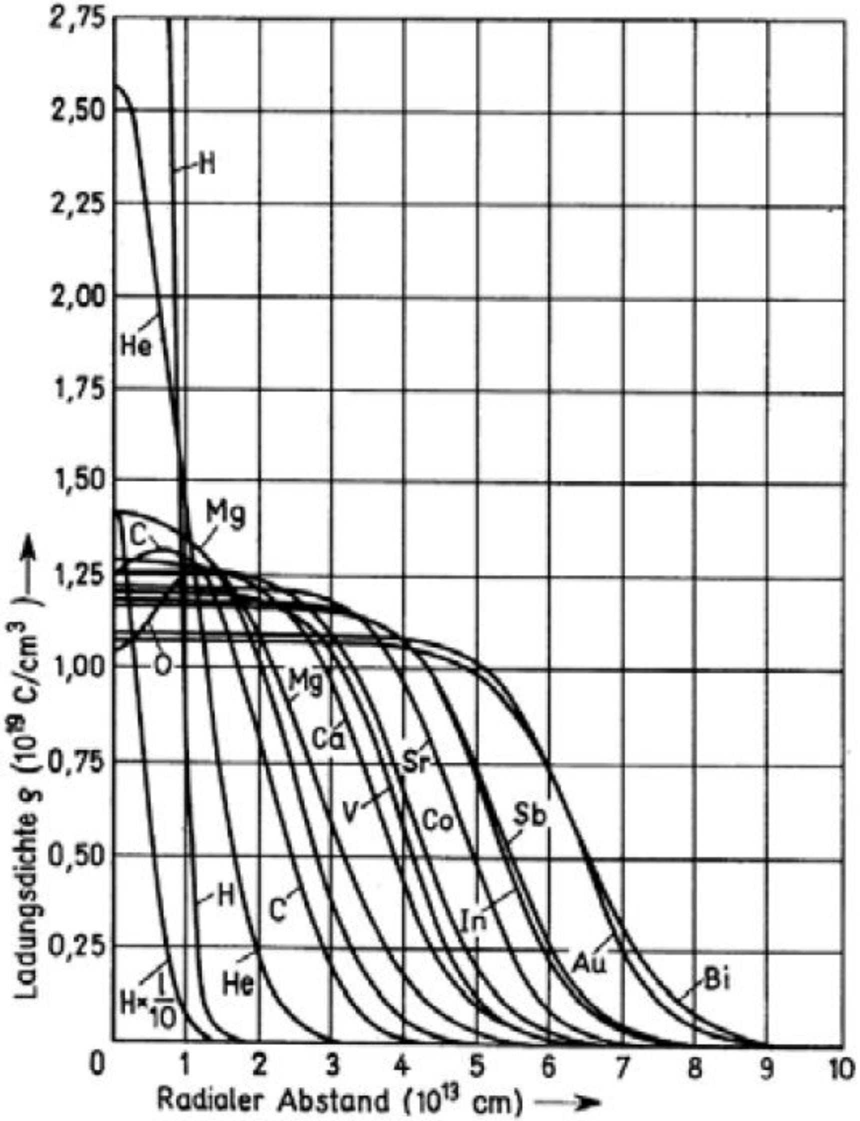
$$c \approx (1.18 \cdot A^{1/3} - 0.48)\,\text{fm}$$

$$a \approx 0.545\,\text{fm}$$

Schichtdicke t:

$$t = (4\ln 3) \cdot a \approx 4.4a \approx 2.4\,\text{fm}$$

für schwere Kerne unabhängig von A



Die tatsächliche Ladungsverteilung ist komplexer, da Dichte im Inneren aufgrund der Schalenstruktur nicht konstant ist. Die Fermi-Funktion stellt aber eine gute Approximation dar.

Fig-TP-4.6

Mittlerer quadratischer Kern-Radius

Mit $$\langle r^2 \rangle = \int r^2 \rho(r) d^3 r = \int 4\pi r^4 \rho(r) d^3 r$$

findet man $$\sqrt{\langle r^2 \rangle} \approx 0.94 \cdot A^{1/3}\ \text{fm}$$

für mittlere und große A

Oft wird Kern aber als Kugel mit hartem Rand betrachtet. Für einen solchen Kern ist der mittlere quadratische Radius $\langle r^2 \rangle$ gegeben durch:

$$\langle r^2 \rangle_{hart} = \int_0^R r^2 \rho(r) d^3 r = 4\pi \underbrace{\frac{3}{4\pi R^3}} \int r^4 dr = \frac{3}{5} R^2$$

Dichte homogener Kugel

Verlangt man dass der mittlere quadratische Radius der harten Kugel gerade dem mittelren quadratischen Radius der beob. Ladungsverteilung entspricht:

$$\langle r^2 \rangle_{hart} = \left(0.95\, A^{1/3}\ \text{fm}\right)^2 \quad \Rightarrow \quad R_{hart} = \frac{5}{3} \cdot 0.95\, A^{1/3}\ \text{fm} \approx 1.2\, A^{1/3}\ \text{fm}$$

Bem.: Nukleonendichte im Kern $\rho_N = 0.17$ Nukleonen / fm^3

Bestimmung der Proton-Formfaktoren

Experiment

SLAC 1956: R. Hofstadter, R.W. Allis

a) Mott: Spin ½ Elektron an Spin 0 (Punktförmig): $G_E = 1$, $G_M = 0$

b) Dirac: Spin ½ Elektronen an Spin ½ Proton (punktf): $G_E = 1$, $G_M = 1$

c) Wie Dirac aber anomales magn. Moment: $G_E = 1$, $G_M = 2.79$

d) Rosenbluth: Punktf Spin ½ Elektronen an ausgedehntem Spin ½ Proton

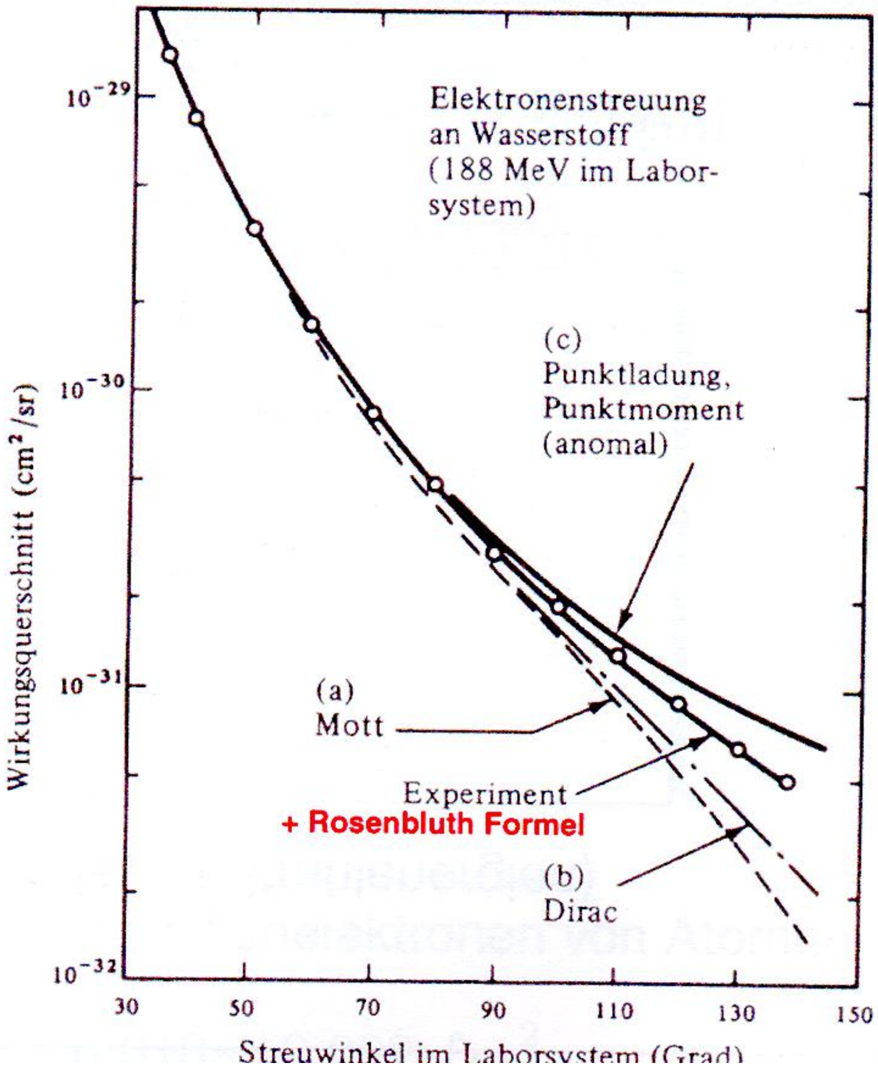
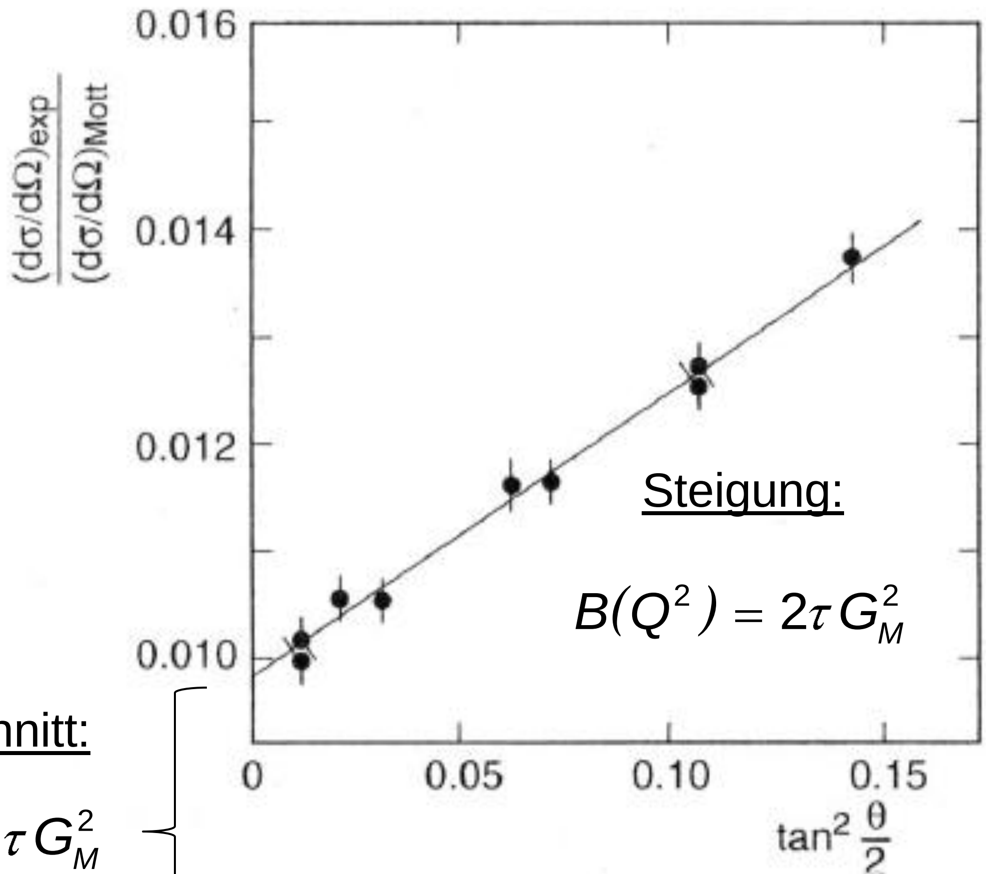


Fig-TP-4.7

Rosenbluth-Diagramm: elektrischer + magnetischer FF



<u>Steigung:</u>

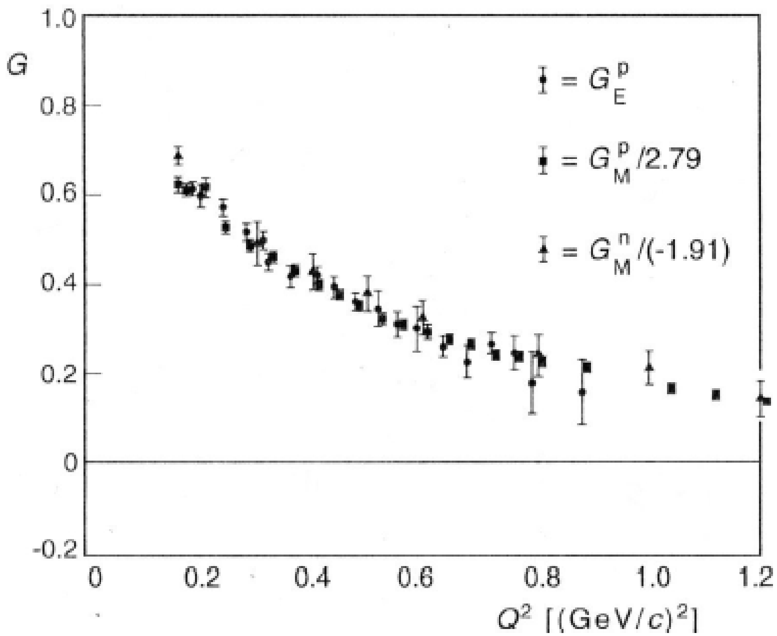
$$B(Q^2) = 2\tau G_M^2$$

<u>Y-Achsenabschnitt:</u>

$$A(Q^2) = \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1+\tau}$$

Fig-TP-4.8

Elektrischer und magnetischer Formfaktor



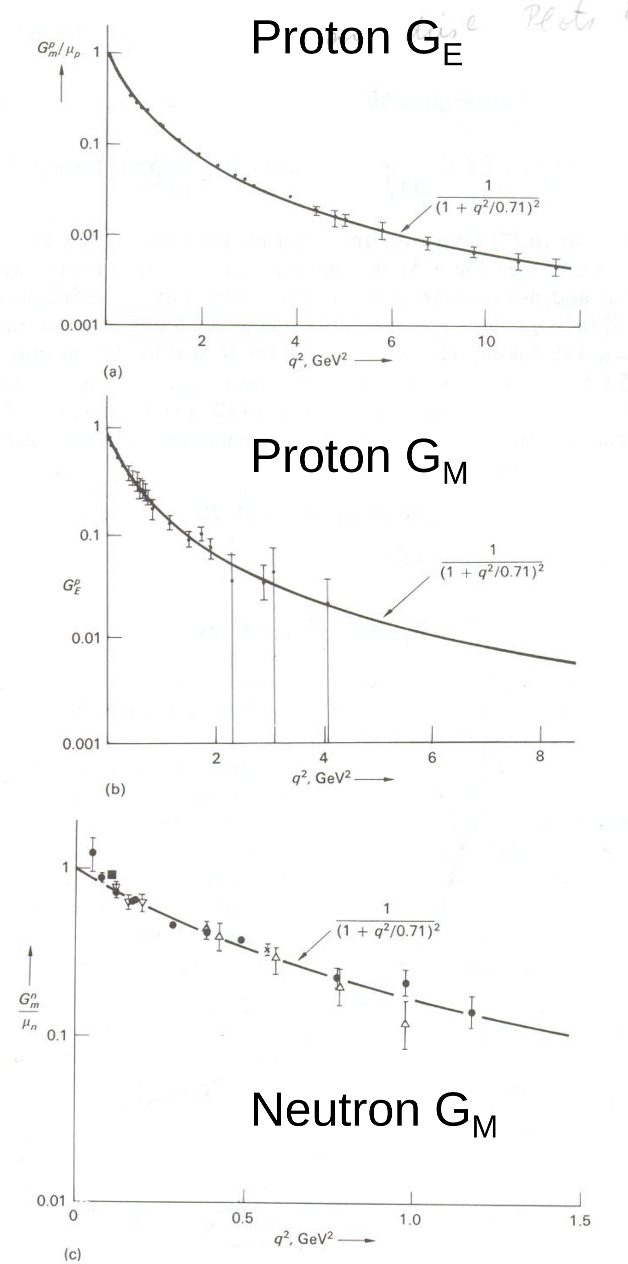


Fig-TP-4.9

Neuere Resultate: G_E

Fig-TP-4.9a

J.C. Bernauer, Dissertation, Mainz 2010

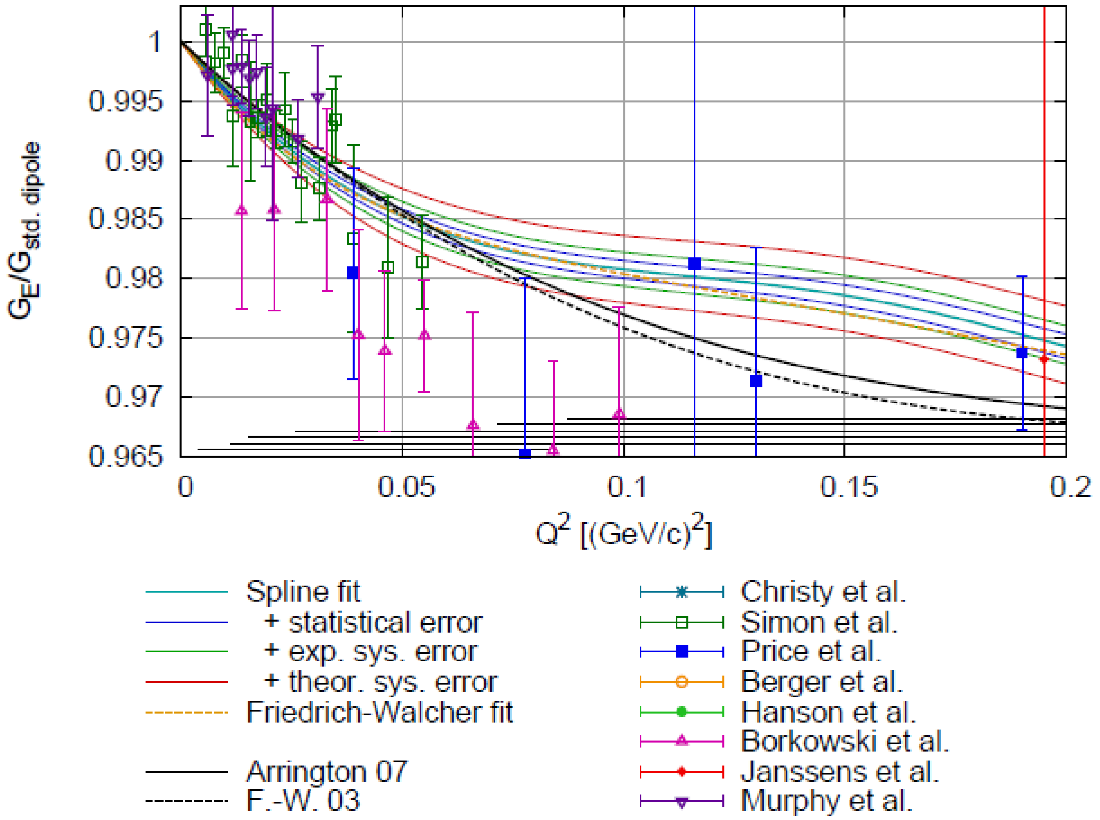
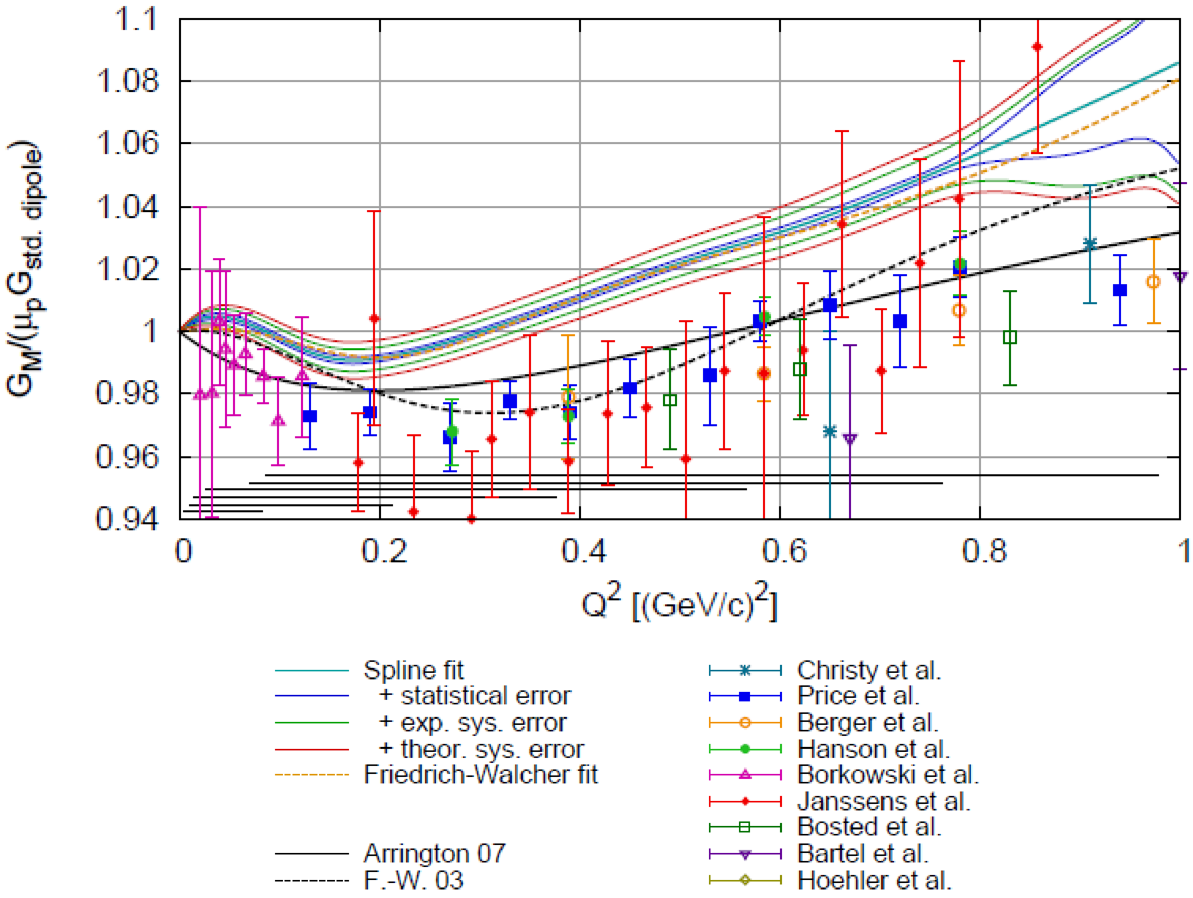


Figure 9.17: The electric form factor G_E determined with the spline and with the Friedrich-Walcher model in comparison to the previous data. To compress the data range, the form factor is divided by the standard dipole.

Klare Abweichungen von der angenommenen Dipolform bei kleinen Q^2.

Neuere Resultate: G_M

Fig-TP-4.9a



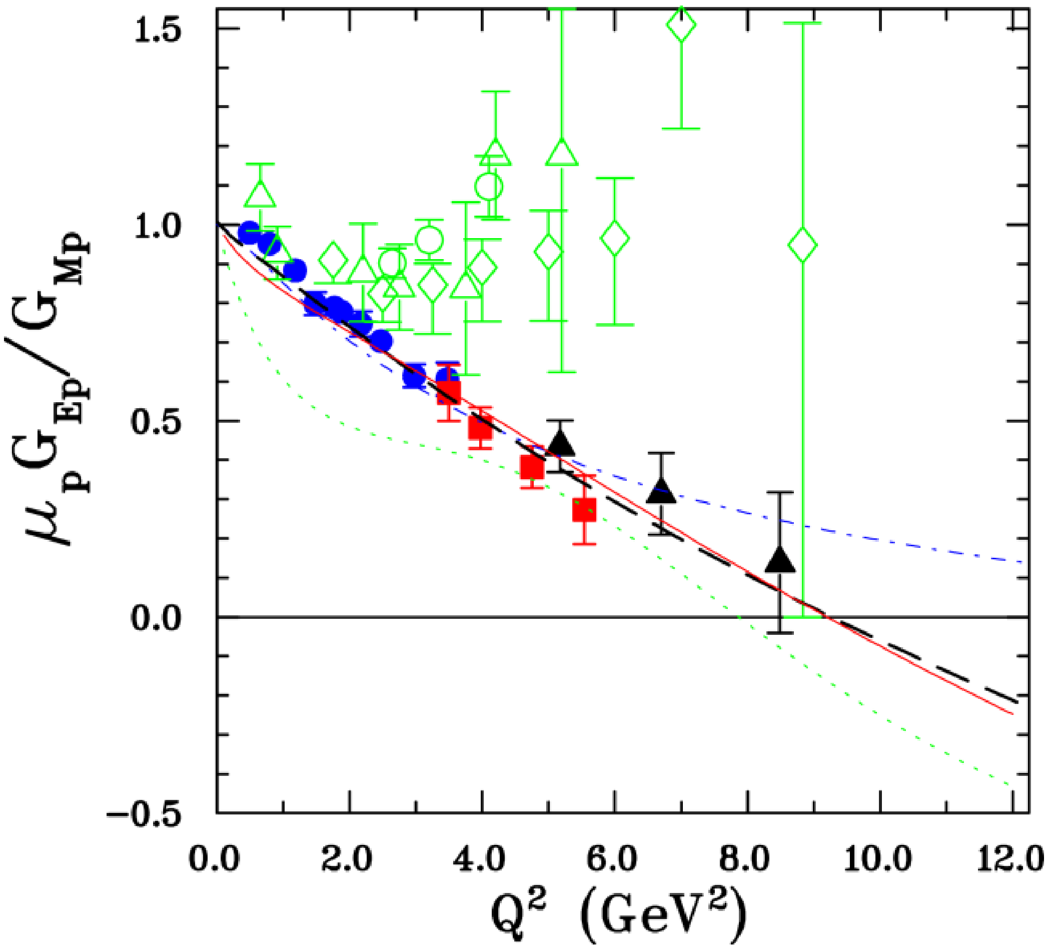
J.C. Bernauer,
Dissertation,
Mainz 2010

Figure 9.18: The magnetic form factor G_M determined with the spline and with the Friedrich-Walcher model, normalized to $\mu_p G_{\text{std. dipole}}$, in comparison to previous data.

Klare Abweichungen von der angenommenen Dipolform bei kleinen Q^2.

Neuere Resultate

Fig-TP-4.9b



Für große Q^2 Abweichungen zwischen elektr. und magn. Formfaktor:
Rosenbluth-Methode und Polarisations-Transfer-Methode.
Grund: 2-Photon-Beitrag