

# Scattering revisited.

by **Ernesto López González, Ing**  
Independent Research, Madrid, Spain  
[ernesto@justwaves.es](mailto:ernesto@justwaves.es)  
August 2019, revised January 2020

## Abstract

**Background** “Just waves” is a new hypothesis that postulates that matter and energy could be formed by space-time waves in a six dimensional space with anisotropic curvature. Since this waves can be modified by the scattering proces I study the influence of these modifications in the form factor.

## Results

According with the scattering energy particle-waves are just slightly deformed ( reducing their radius ), converted from spheres to plane disks ( so we change from a 3D Fourier transform to a 2D Fourier transform) and compressed by a geometric series of factor 2. These mechanisms depend not only on the energy exchanged, but also on the energy of the incident particles, as well as on the speed of the particle to be studied.

After successfully applying these ideas to proton, neutron, pion and muon form factor it is concluded that there is an optimal range of energies for each particle (increasing it indefinitely only leads to the erroneous conclusion that they have no internal structure). Transverse charge density is recommended as the best method for their study.

Existence of quarks is denied and an explanation is given to the discrepancy between residual strong nuclear force measurements and maximum binding energies per nucleon.

**keywords:** *Hadrons electromagnetc size , gravitational waves, Fourier transform,elastic and inelastic scattering, strong residual force*

## Resumen

**Antecedentes** “Solo ondas” es una nueva hipótesis que postula que la materia y la energía podrían estar formadas por ondas del espacio-tiempo en un espacio hexadimensional con curvatura anisotrópica. Dado que estas ondas pueden ser modificadas durante el proceso de scattering se estudian las influencias de estas modificaciones en los factores de forma.

## Resultados

Dependiendo de la energía utilizada en la difusión las partículas pueden ser deformadas ligeramente, aplanadas desde esferas a discos planos ( pasando de esta forma de una transformada de Fourier en 3D a una transformada de Fourier en 2D) y comprimidas siguiendo una serie geométrica de factor 2. Estos mecanismos no dependen solo de la energía intercambiada, sino también de la energía de las partículas incidentes, así como de la velocidad de la partícula a estudiar.

Tras aplicar con éxito estas ideas a los factores de forma de protones, neutrones, piones y muones se llega a la conclusión de que existe un rango de energías óptimo para cada partícula (incrementarlo indefinidamente solo lleva a la conclusión errónea de que no tienen estructura interna), recomendándose la obtención de la densidad de carga transversal como el mejor método para su estudio.

Se niega la existencia de los quarks y se proporciona una explicación a la discrepancia existente entre las mediciones efectuadas de la fuerza nuclear fuerte residual y las energías de enlace máximas por nucleón.

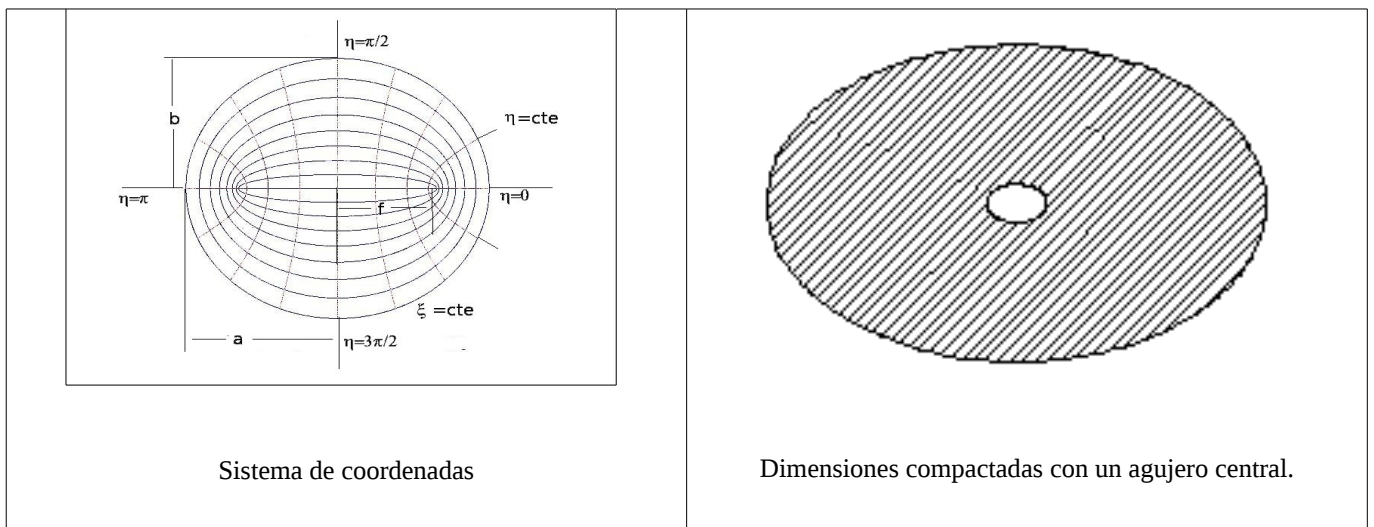
**Palabras clave:** *Tamaño electromagnético de los hadrones, ondas gravitacionales, transformada de Fourier, scattering elástico e inelástico, fuerza fuerte residual, quarks.*

# 1. Antecedentes teóricos.

Nota: Dada la novedad de los conceptos aquí presentados, se sugiere al lector que considere este apartado del trabajo como un postulado, que confrontaremos con los datos experimentales existentes.

En varios artículos previos no publicados [1],[2],[5] se mostró que la materia y la energía podrían estar formados por pulsaciones del espacio-tiempo en un espacio hexadimensional sin masa con curvatura anisotrópica, dado que las soluciones a las ecuaciones de campo de Einstein presentaban entonces todas las características de una partícula.

Específicamente se exploró un espacio formado por tres dimensiones espaciales extendidas, dos dimensiones espaciales compactadas (que formarían una elipse de un tamaño del orden de  $3 \cdot 10^{-6}$  m con un agujero central y una relación entre semiejes mayor y menor igual a 1.10576 / 0.8883) y una dimensión temporal. Estas dimensiones pueden ser descritas usando un sistema de de coordenadas cilíndrico elíptico: las dimensiones extendidas se describen mediante coordenadas cartesianas x, y, z y el plano de las dimensiones compactadas es descrito mediante coordenadas elípticas:



Las curvas con  $\xi$  constante representan elipses confocales, mientras que las curvas con  $\eta$  constante son hipérbolas perpendiculares a las elipses. La dimensión  $\xi$  está relacionada con el inverso de la masa de las partículas realmente elementales mediante la relación  $\xi_0 = \frac{\hbar}{2m_0c}$  y la dimensión  $\tau$  está íntimamente relacionada con la coordenada imaginaria del espacio-tiempo de Minkowski. Es destacable que debido a la afirmación anterior el tiempo, aunque mantiene su naturaleza dimensional, pierde su interpretación geométrica.

Debido a la dificultad para resolver las ecuaciones de campo de Einstein en estas condiciones se ha usado la aproximación para campo débil conocida como gravitomagnetismo. El campo gravitomagnético es prácticamente análogo al campo electromagnético, excepto por dos detalles, el primero es que las fuerzas entre cargas gravitatorias siempre son atractivas, el segundo es que dos corrientes paralelas de masa en el mismo sentido se repelen en vez de atraerse. En estas condiciones es posible obtener esta ecuación de onda.

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}_g + k^2 \vec{E}_g = 0$$

La primera diferencia ocasiona que si observamos dos ondas con la misma frecuencia, la onda electromagnética tendrá una longitud de onda el doble que la onda gravitomagnética, por tanto el número de onda  $k$  debería ser definido como  $k = \frac{\pi}{\lambda}$

Debido a la topología de este espacio-tiempo las ondas gravitacionales no pueden moverse libremente, sino que deben respetar unas condiciones de contorno muy estrictas. El fenómeno físico más similar lo encontramos en la transmisión de ondas electromagnéticas a través de una guía de onda elíptica, aunque en este caso el confinamiento es debido a la curvatura del espacio en vez de a unas paredes metálicas.

La ecuación de onda en seis dimensiones sería  $(\nabla_{6D}^2 + k^2) \cdot H = 0$ . El Laplaciano en coordenadas cilíndrico elípticas es separable e igual a  $H(\xi, \eta, x, y, z) = D(\xi, \eta) \cdot F(x, y, z)$  y como es usual en los cálculos de ondas guía podemos descomponer el número de ondas en dos:  $k^2 = \beta^2 + k_c^2$  donde  $\beta$  es la “constante de propagación” y  $k_c$  es el “número de ondas de corte” y representa el número de ondas en el cual un modo cesa de propagarse a través de la guía..

$$\frac{\nabla_{\xi, \eta}^2 D(\xi, \eta)}{D(\xi, \eta)} + k_c^2 = 0$$

$$\frac{\nabla_{3D}^2 F(x, y, z)}{F(x, y, z)} + \beta^2 = 0$$

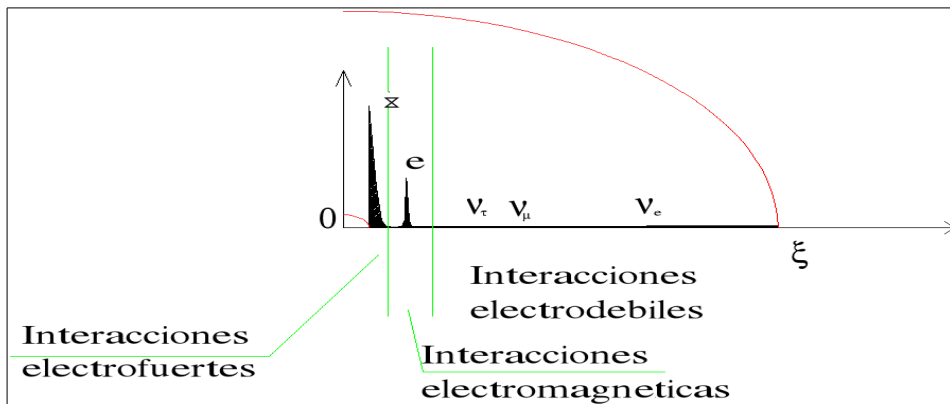
La primera ecuación representa el problema en las dimensiones compactadas, mientras que el segundo representa el problema en las dimensiones extendidas.. En [1] y [5] postulando que  $k_c$  es imaginaria e igual a  $k_c = \frac{m_0 c}{\hbar} i$  fue posible encontrar un conjunto de soluciones a la primera ecuación. Estas soluciones forman ondas estacionarias expresadas mediante funciones de Mathieu de orden semientero y parámetro  $q = \frac{k_c^2 f^2}{4}$  donde  $f$  es el foco de la elipse formada por las dimensiones compactadas. Dado que el número de ondas es imaginario el parámetro  $q$  es negativo

Posteriores consideraciones permiten establecer el siguiente sistema de partículas. Nótese que las masas de los partones depende directamente del tamaño del agujero central y son por tanto experimentales. Se han determinado gracias a los trabajos de Palazzi.

Partícula-pulsación	masa	
$\nu_e$	0,01983 eV	
$\nu_\mu$	0,0283 eV	
$\nu_\tau$	0,07356 eV	
$e^{+-}$	0,511 MeV	
$q^0_{\text{ligero}}$	11,87 MeV	
$q^{+-}_{\text{pesado}}$	12,91 MeV	

Las ondas de superficie en el agujero interno no pueden satisfacer por si solas las condiciones de contorno, así que deben presentarse en combinación lineal con los electrones o con algún tipo de neutrino para poder satisfacerlas. Estas combinaciones se han asimilado a los partones. He asignado la letra del alfabeto ibero  $q$ , pronunciada como ko, a los partones. Podemos distinguir entre partones pesados con carga eléctrica  $q^{+-}$  (Onda de superficie +electrón) y partones ligeros neutros  $q^0$  (Onda

de superficie + neutrino). Todas las partículas deberían estar formadas por combinaciones lineales de estas soluciones. Se postula también que todas las interacciones se originan por la modificación que en el espacio-tiempo originan las ondas estacionarias en las dimensiones compactadas. En particular el arrastre del espacio-tiempo en la dirección de propagación de estas ondas origina fuerzas de tipo eléctrico, pero a diferentes niveles de las dimensiones compactadas, por lo que estas fuerzas aparentan ser diferentes.



Por tanto deberíamos hablar de fuerzas electrofuertes, electromagnéticas y electrodébiles. (Notese que estas fuerzas electrodébiles son muy diferentes al uso habitual de la palabra). En [5] se encontró que la carga electrofuerte de los partones era aproximadamente  $1,7 \cdot 10^{-18}$  Culombios equivalentes. (Por tanto del mismo orden que la carga de Planck ).

La segunda ecuación puede ser resuelta para un potencial que decrece con la inversa del radio. Aplicada al átomo de hidrógeno ( $1,602 \cdot 10^{-19}$  C) nos proporciona los conocidos orbitales electrónicos, pero si lo aplicamos a los partones ( $1,7 \cdot 10^{-18}$  C equivalentes) nos proporciona soluciones con la misma forma que los orbitales electrónicos, pero con una energía de enlace degenerada e igual a  $-1,7072 mc^2$  .(donde m es la masa reducida).

Se postula que los hadrones están formados por varias ondas. Estas ondas están formadas por combinaciones lineales de partones ligeros y pesados. Se postula que los mesones están formados por dos ondas en una manera similar al positronio, mientras que se postula que los bariones están formados por tres ondas. Por tanto tenemos que los hadrones están formados por dos o tres capas esféricas que se superponen entre sí, con una función de onda

$$\rho(r) = K \cdot e^{-r/a}$$

donde a es una longitud característica y K varía de acuerdo a la normalización utilizada. De acuerdo a la hipótesis "Solo ondas" esta función de onda es una *densidad real* (masa, carga, etc..).

La longitud característica se postula que es igual a la mitad del radio de Bohr de cada onda. El radio de Bohr puede ser estimado de esta manera:  $a_0 = \frac{\hbar c}{\sqrt{2} mc^2}$  . Donde m representa la masas reducida de las ondas, incrementadas por la energía de enlace, es decir  $m = m_0 + 1,7072 m_0 = 2,7072 m_0$  .

Si normalizamos a la unidad el volumen de una esfera nos quedaría entonces

$$\rho(r) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{1}{a_0} \right)^3 e^{-2r/a_0}$$

o normalizando a dos dimensiones

$$\rho(r) = \frac{2}{\pi} \left( \frac{1}{a_0} \right)^2 e^{-2r/a_0}$$

Es posible la existencia de estados excitados, que representan múltiplos de la masa de estas partículas. Aparentemente es más frecuente la aparición de estos estados en series geométricas de factor 2, es decir 2,4,8,16,32,... veces su masa.

## 2. Estudio tradicional de la difusión de partículas.

Existen infinidad de trabajos que exponen el tratamiento tradicional de la difusión de electrones para obtener la estructura interna de los nucleones, por lo que solo se expondrá brevemente el asunto.

La sección eficaz para un choque entre un electrón/positrón y un objeto con carga no puntual (nucleón por ejemplo) es igual al producto de la sección eficaz de Mott ( la correspondiente a una carga puntual ) multiplicada por un factor de forma  $F(q^2)$ , que corresponde a la influencia de la distribución de la densidad de carga, dependiente del cuadrimento transferido.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{Mott} \cdot F(q^2)$$

En general para describir el choque elástico entre un electrón y un nucleón son necesarios dos factores de forma, el factor de forma de Dirac  $F_1$ , que describe las componentes del choque sin helicidad (objetos sin espín), y el factor de forma de Pauli  $F_2$ , que describe los componentes del choque en los que interviene la helicidad (objetos con espín). Dado que estos factores de forma no son muy intuitivos Sachs propuso el uso de otros dos factores de forma, llamados “factor de forma eléctrico”  $G_E$  y “factor de forma magnético”  $G_M$ , que se obtienen como combinaciones lineales de  $F_1$  y  $F_2$ .

$$G_E(Q^2) = F_1(Q^2) - \frac{Q^2}{4M^2} F_2(Q^2) \quad \leftrightarrow \quad G_M(Q^2) = F_1(Q^2) + F_2(Q^2)$$

Sachs interpretaba que el factor de forma eléctrico  $G_E$  era igual a la transformada de Fourier en 3 dimensiones de la distribución de carga.

$$G_E(q) = \int e^{\frac{iqr}{\hbar}} \rho(r) d^3r \quad \text{Con } q \text{ igual al cuadrimento intercambiado entre las partículas}$$

que para una distribución con simetría esférica se reduce a  $G_E(q) = \int 4\pi \rho(r) \frac{\sin(qr/\hbar)}{qr/\hbar} r^2 dr$

Lo que ha sido utilizado para determinar las distribuciones internas de carga a partir de los factores de forma obtenidos experimentalmente. En teoría sería posible determinar completamente la distribución de carga únicamente a partir del factor de forma. En la practica, debido a la dificultad para determinar el factor de forma a valores muy elevados de  $q$ , se debe asumir un modelo para la distribución de carga determinado por un pequeño número de parámetros, y ajustar estos para concordar lo más posible con los datos experimentales. *Este modelo en principio no tiene en cuenta las modificaciones que puedan producirse en las partículas durante el choque y tampoco considera la energía inicial de las partículas utilizadas en la difusión, solo la transferida.*

Posteriormente Miller mediante la introducción de consideraciones relativistas considera que la interpretación de Sachs es errónea y sugiere la medición de la densidad transversal de carga como una transformada de Fourier en dos dimensiones del factor de forma de Dirac  $F_1$ . Esta interpretación es la correcta, como veremos más adelante.

### 3. Modificación de las partículas estudiadas por el proceso de difusión.

Las partículas que reciben el impacto *deben ser modificadas por este*. Aquí se exponen tres mecanismos que actúan consecutivamente en función de la energía utilizada o intercambiada en la difusión.

#### 3.1. Choques elásticos. Ligera deformación.

La transmisión del momento en un choque elástico no puede ser instantánea, de hecho, si observamos dos esferas metálicas chocando comprobaremos que en el momento del choque ambas se deforman, acumulando la energía cinética en forma de energía elástica y luego transformandola otra vez en energía cinética. Ahora bien, podemos pensar que al tratarse de fuerzas a distancia la analogía no es valida, però esto no implica que la deformación no se produzca igualmente, estamos hablando de la parte que corresponde al factor de forma ( la debida a la distribución interna de carga), no la parte que corresponde a la carga considerada puntual.

Por tanto las partículas se deforman, ¿ pero cuanto?. Bueno, en “solo ondas” el tamaño de la partícula depende de la masa de la onda  $a_0 = \frac{\hbar c}{\sqrt{2} m c^2}$ , si la onda acumula energía, su masa debe aumentar y por tanto su tamaño debe disminuir.

Solo queda relacionar la energía intercambiada con el momento transmitido para poder determinar la influencia de este efecto en el factor de forma. Si llamamos  $\alpha$  al tanto por uno que se almacena en la partícula a estudiar (que sería 0,5 en la mayoría de los casos tendremos)

$$\alpha \cdot q = \frac{m_0 v}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

elevando al cuadrado

$$\alpha^2 \cdot q^2 = \frac{m_0^2 v^2}{1 - v^2/c^2} \rightarrow \alpha^2 \cdot q^2 - q^2 v^2/c^2 = m_0^2 v^2 \rightarrow v^2 = \frac{\alpha^2 \cdot q^2}{q^2/c^2 + m_0^2}$$

la masa se incrementará por tanto en  $m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \cdot q^2}{q^2 + m_0^2 c^2}}}$  y consecuentemente el radio de Bohr disminuirá en la misma proporción

$$\ddot{a}_0 = a_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \cdot q^2}{q^2 + m_0^2 c^2}}$$

Es de observar que cuando  $q \gg \gg m_0$  entonces  $\ddot{a}_0 \approx a_0 \cdot \sqrt{1 - \alpha^2}$ . Es decir, existe un límite a la deformación.



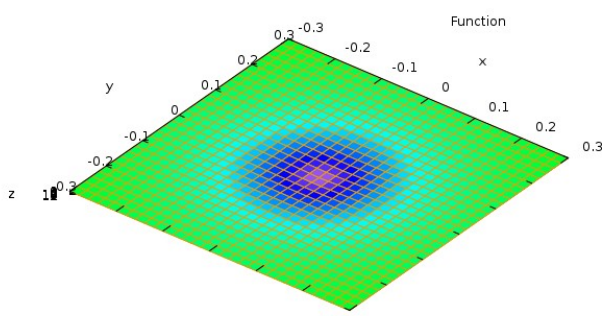
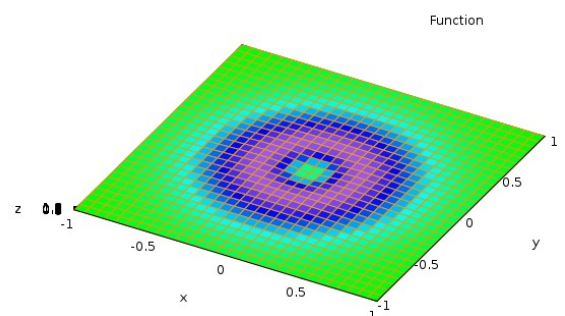
Para el caso de los mesones, que se comportan como una sola onda el coeficiente de reparto  $\alpha$  tendría un valor igual 0,5 y la máxima deformación posible sería igual a  $\ddot{a}_0 \approx a_0 \cdot \sqrt{1 - 0,5^2} = 0,866 a_0$ . Para el caso de los bariones, que se han postulado formados por tres ondas, de las cuales habitualmente solo poseen carga eléctrica las dos más internas  $\alpha$  sería igual a 0,25 y por tanto  $\ddot{a}_0 \approx a_0 \cdot \sqrt{1 - 0,25^2} = 0,9682 a_0$ . Vemos que las tres ondas de los bariones son mucho

más rígidas que las dos (una) ondas de los mesones. Sin embargo se obtienen mejores ajustes si se considera que la onda más externa de los bariones almacena ligeramente más energía que la interna, proporcionalmente a su tamaño.

### 3.2. Velocidades relativistas. Influencia de la contracción de Lorentz en la distribución de carga.

En “Solo ondas” la contracción de Lorentz es una *contracción real* de las partículas debida a las condiciones de contorno que impone el espacio anisotrópico de las dimensiones compactadas a la transmisión de las ondas en su seno. Por tanto, provoca una modificación en la distribución de carga. Supongamos una hadrón que se desplaza a velocidades altamente relativistas (ya por ser la partícula incidente, ya sea el blanco en su retroceso):

De una distribución con simetría esférica en tres dimensiones pasaríamos a una distribución plana anular. Para poder estimarlo simplemente hay que multiplicar la distribución de carga esférica por la superficie de una esfera, es decir  $4\pi r^2$ , ya que toda la carga del casquete esférico a un radio determinado  $r$  pasaría a concentrarse en un anillo del disco resultante a la misma distancia  $r$ .

Velocidades bajas	Velocidades altamente relativistas
$\rho(r) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{1}{a_0} \right)^3 e^{-2r/a_0}$	$\rho(r) = 4r^2 \left( \frac{1}{a_0} \right)^3 e^{-2r/a_0}$
 <p style="text-align: center;"><math>v = 0</math></p>	 <p style="text-align: center;"><math>v = 0.999c</math></p>
	

Luego a muy altas velocidades  $\rightarrow \rho(r) = 4r^2 \left( \frac{1}{a_0} \right)^3 e^{-2r/a_0}$  (Normalizado a la unidad)

Debido a que este disco siempre es perpendicular a la velocidad de las partículas el cálculo de la transformada de Fourier se simplifica considerablemente, pues se puede reducir a una integral monodimensional.

$$F(q) = \int 4r^2 \rho(r) e^{\frac{iqr}{\hbar}} dr \cdot$$

Como los factores de forma se miden con respecto al sistema de referencia del laboratorio, habría que distinguir si las partículas a estudiar se encuentran en reposo con respecto al laboratorio (la mayor parte de los experimentos relativos a nucleones) o son las partículas incidentes. (los experimentos con piones, por ejemplo).

En el caso de ser partículas incidentes la deformación será solo función de la energía inicial de las partículas. En caso de encontrarse en reposo la deformación también será función del momento intercambiado, como veremos más adelante cuando estudiemos el protón.

### 3.3. Modificación del modo de vibración.

Para el caso de partículas incidentes y si la energía cinética propia es suficiente en el momento de la interacción se modifica el modo de vibración de la partícula reduciendo su radio en dos, cuatro, ocho,.. veces, almacenando de esta manera la energía que luego será repartida entre las partículas si se trata de choques elásticos. Es el caso típico de difusión utilizando partículas ultrarelativistas.

Para el caso en que las partículas estudiadas se encuentren en reposo en relación al marco de referencia del laboratorio la energía disponible para esta deformación solo puede provenir de la transferida por la partícula incidente, por tanto este efecto no es muy frecuente en los choques elásticos, pero si en los choques inelásticos donde se absorbe una gran cantidad de energía, en cuyo caso depende de la masa invariante  $W$ , que representa la energía absorbida momentáneamente por la partícula y eliminada posteriormente mediante la emisión de rayos gamma y/o una lluvia hadrónica.

## 4. Factores de forma de los hadrones.

### 4.1 El protón.

#### Resultados experimentales

La determinación experimental de los factores de forma del protón se realizó inicialmente en los años 50 mediante el método de separación de Rosenbluth, que está basado en que la interacción entre las partículas puede describirse mediante el intercambio de un único fotón virtual. Las primeras mediciones dieron como resultado que el factor de forma podía aproximarse a un dipolo de la siguiente manera.

$$G_E(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{0.71}\right)^2}$$

Las medidas experimentales fueron mejorándose continuamente hasta finales de la década de los noventa en experimentos en que no se tenía en cuenta la polarización de las partículas implicadas. De esta época data la parametrización de Boster

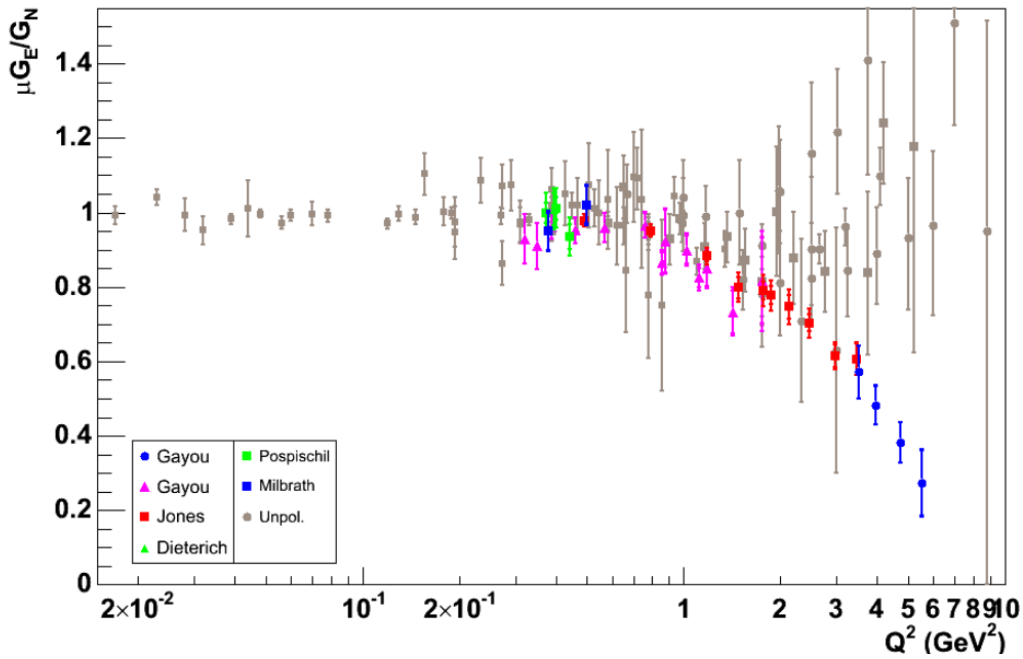
$$G_E(Q^2) = \frac{1}{1 + 0.62Q + 0.68Q^2 + 2.80Q^3 + 0.83Q^4}$$

Posteriormente fue desarrollado un método para determinar los factores de forma basado en la polarización de las partículas en retroceso. Este método, llamado de "recoil polarization" ha proporcionado resultados no compatibles con el método anterior, especialmente en la determinación de  $G_E$ .

Posteriormente se ha intentado, con mayor o menor éxito, igualar los resultados de los dos métodos mejorando por un lado la correcciones radiativas, y por otro considerando que la interacción entre las partículas se puede describir mediante el



intercambio de dos fotones virtuales, en vez de solo uno. De cualquier forma, los datos experimentales se reparten de forma bastante dispersa. El gráfico tomado de [13] así lo muestra.



En este trabajo y como aproximación se considerará que  $\frac{G_{MP}}{\mu_p} \simeq G_D$

**Estructura interna teórica.**

En [5] se determinó que el barión estable de menor masa posible debería estar compuesto por:

Onda 0 : 27 partones.      Onda 1: 26 partones      Onda 3: 1 partón.

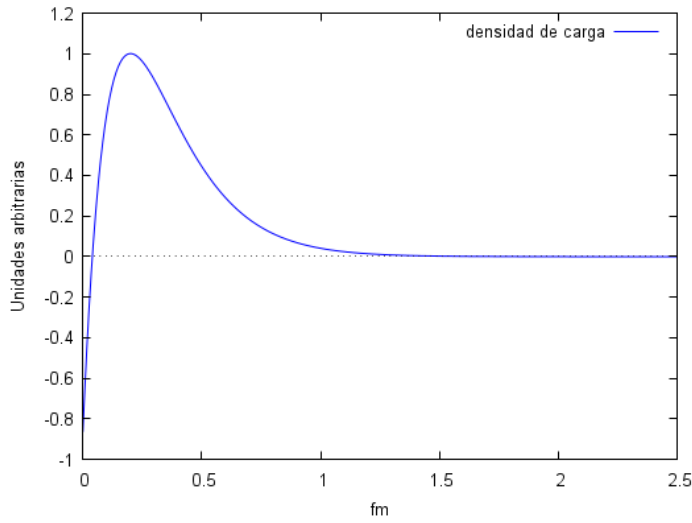
El porcentaje de bariones cargados se determinó de manera que los valores de masa y momento magnético se ajustasen lo máximo a los valores experimentales, resultando

PROTÓN	Partones		Radio de Bohr
	Total	Cargados	
Onda 0	-27	-9	0,31522 fm
Onda 1	+26	+10	0,3275 fm
Onda 2	+1	0	8,4099 fm

**Densidad de carga teórica**

La densidad de carga eléctrica será entonces igual a :

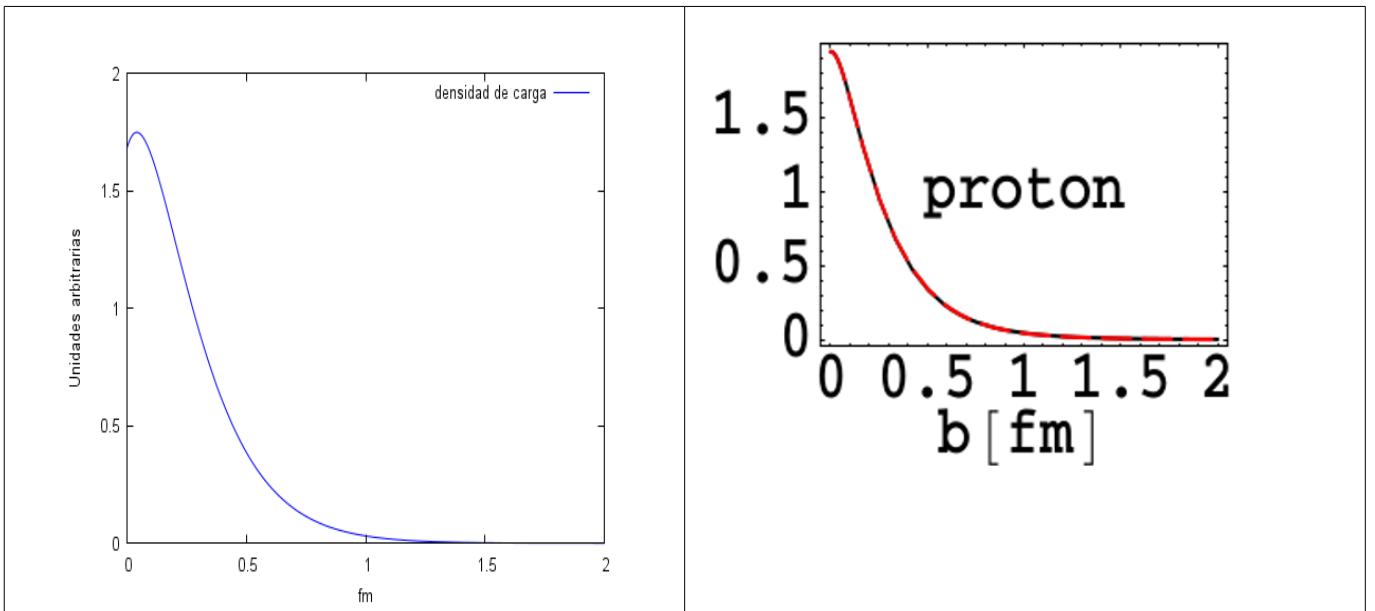
$$\rho(r) = \frac{1}{\pi} \left[ -9 \left( \frac{1}{0.31522} \right)^3 e^{-2r/0.31522} + 10 \left( \frac{1}{0.3275} \right)^3 e^{-2r/0.3275} \right]$$



si lo normalizamos al volumen de la esfera, o bien

$$\rho(r) = \frac{2}{\pi} \left[ -9 \left( \frac{1}{0.31522} \right)^2 e^{-2r/0.31522} + 10 \left( \frac{1}{0.3275} \right)^2 e^{-2r/0.3275} \right]$$

si la normalizamos a 2 dimensiones, lo que permitiría compararlo con las densidades transversales experimentales obtenidas por Miller en [8] ( a la derecha en la ilustración).



**Factor de forma teórico sin correcciones.**

La transformada de Fourier de la función exponencial  $\frac{1}{\pi} \left(\frac{1}{a}\right)^3 e^{-2r/a}$  supuesta simetría esférica es conocida e igual a

$$F = \frac{16}{(a^2 \cdot q^2 + 4)^2} \quad \text{si normalizamos para que } F(0)=1.$$

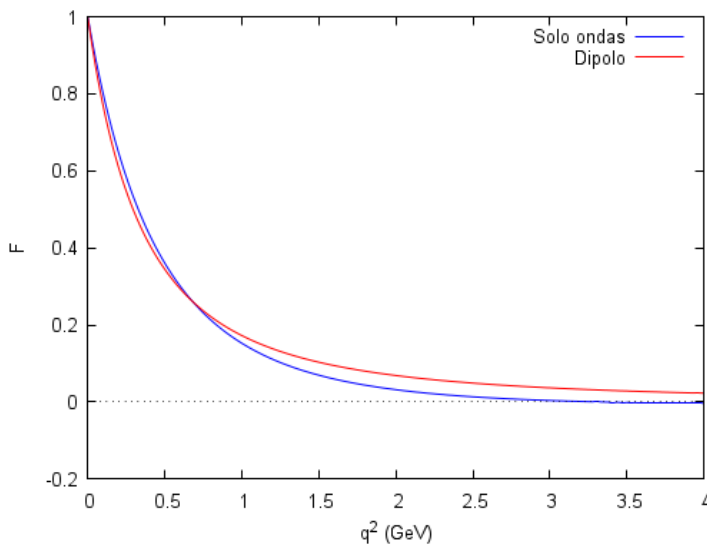
Como la transformada de Fourier de una combinación lineal de funciones es igual a la combinación lineal de las transformadas de dichas funciones entonces podemos escribir:

$$F(q^2) = -9 \cdot \frac{16}{(a_0^2 \cdot q^2 / 0.039 + 4)^2} + 10 \cdot \frac{16}{(a_1^2 \cdot q^2 / 0.039 + 4)^2} \quad \text{con } a_0 = 0,3152 \text{ fm y } a_1 = 0,3275 \text{ fm}$$

obsérvese el factor 0,039 para poder usar GeV.

Relación que podemos representar comparándola con la aproximación de dipolo típica para el protón

$$G_E(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{0.71}\right)^2}$$



Lo que supone una aproximación bastante buena.

**Corrección por deformación elástica**

En el punto 3 se determinó que la contracción debida al choque elástico de dos partículas sería igual a

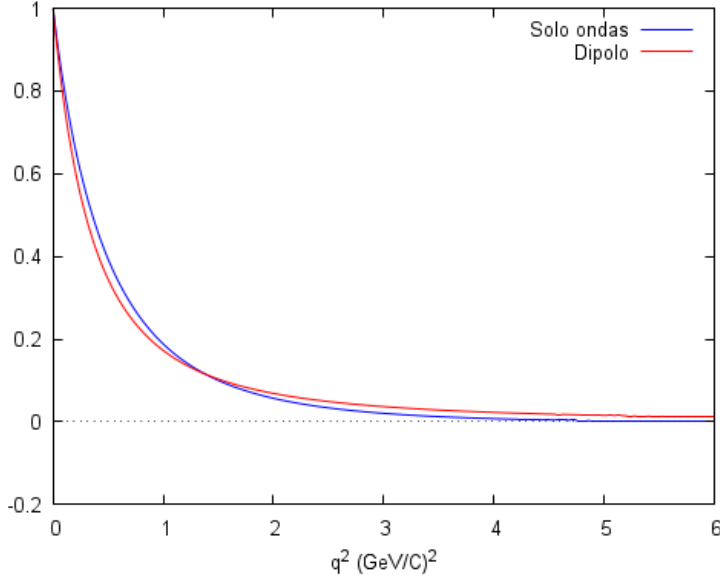
$$a_0 = a_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{\alpha^2 \cdot q^2}{q^2 + m_0^2 c^2}}$$

donde alfa representaba el tanto por uno del momento intercambiado. Como los protones están formados por tres ondas, pero solo las dos más internas tienen carga eléctrica supondremos que el leptón incidente absorbe el 50% del momento intercambiado q y que las dos ondas más internas del protón se reparten el momento proporcionalmente a sus radios de Bohr. Por tanto quedaría

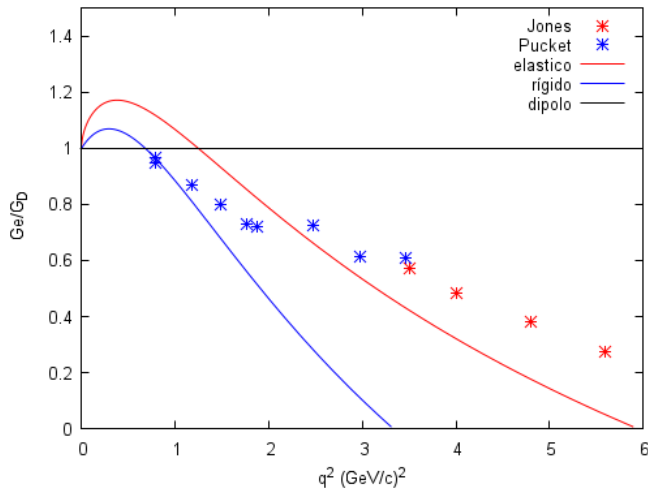
$$F(q^2) = -9 \cdot \frac{16}{(a_0^2 \cdot q^2 / 0.039 + 4)^2} + 10 \cdot \frac{16}{(a_1^2 \cdot q^2 / 0.039 + 4)^2}$$

con  $a_0 = a_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{(0.25 \cdot 0.3152 / 0.3275)^2 \cdot q^2}{q^2 + 0.47^2}}$  y  $a_1 = a_1 \cdot \sqrt{1 - \frac{(0.25 \cdot 0.3275 / 0.3152)^2 \cdot q^2}{q^2 + 0.47^2}}$

que representándolo nuevamente contra la aproximación de dipolo quedaría



Podemos compararla con los datos obtenidos en las últimas mediciones utilizando el método de difusión polarizada en [9] y [14]



### Corrección por contracción de Lorentz

Como ya hemos visto en el punto 3 la densidad de carga se modifica:

$$\rho(r) = 4 \cdot r^2 \left[ -9 \left( \frac{1}{a_0} \right)^3 e^{-2r/a_0} + 10 \left( \frac{1}{a_1} \right)^3 e^{-2r/a_1} \right]$$

$$\text{con } \dot{a}_0 = a_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{(0.25 \cdot 0.3152 / 0.3275)^2 \cdot q^2}{q^2 + 0.47^2}} \quad \text{y} \quad \dot{a}_1 = a_1 \cdot \sqrt{1 - \frac{(0.25 \cdot 0.3275 / 0.3152)^2 \cdot q^2}{q^2 + 0.47^2}}$$

Dado que el disco aplanado siempre es perpendicular al movimiento la transformada de Fourier de esta densidad de carga se reduce a una integral simple:

$$F(q) = \int_0^\infty \rho(r) e^{-iqr} dr \quad \text{definida como es habitual en física}$$

Como la densidad de carga es un número real podemos obtener fácilmente la parte real e imaginaria de la transformada de Fourier

$$F(q) = F_1 + iF_2 = \int_0^\infty \rho(r) \cos(qr) dr - i \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) dr$$

Por tanto

$$F_1(q) = \int_0^\infty 4 \cdot r^2 \left[ -9 \left( \frac{1}{a_0} \right)^3 e^{-2r/a_0} + 10 \left( \frac{1}{a_1} \right)^3 e^{-2r/a_1} \right] \cos(qr) dr$$

$$\text{y} \quad F_2(q) = \int_0^\infty 4 \cdot r^2 \left[ -9 \left( \frac{1}{a_0} \right)^3 e^{-2r/a_0} + 10 \left( \frac{1}{a_1} \right)^3 e^{-2r/a_1} \right] \sin(qr) dr$$

Nota:  $F_1$  y  $F_2$  no se corresponden con las funciones de forma de Dirac y Pauli.

Las dos integrales se pueden resolver simbólicamente con wxmáxima y representar después la amplitud total

$G_E = \sqrt{F_1^2 + F_2^2}$  para  $r=0$ , comparándolo con la aproximación de dipolo y con la curva corregida por deformación elástica.

$$F_1 = \frac{36 \cdot (24a_0^4 q - 2a_0^6 q^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12a_0^4 q^4 + 48a_0^2 q^2 + 64)} - \frac{40 \cdot (24a_1^4 q - 2a_1^6 q^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12a_1^4 q^4 + 48a_1^2 q^2 + 64)}$$

$$F_2 = \frac{40 \cdot (12a_1^5 q^2 - 16a_1^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12a_1^4 q^4 + 48a_1^2 q^2 + 64)} - \frac{36 \cdot (12a_0^5 q^2 - 16a_0^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12a_0^4 q^4 + 48a_0^2 q^2 + 64)}$$

y por tanto

$$G_E = \sqrt{\left( \frac{36 \cdot (24a_0^4 q - 2a_0^6 q^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12a_0^4 q^4 + 48a_0^2 q^2 + 64)} - \frac{40 \cdot (24a_1^4 q - 2a_1^6 q^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12a_1^4 q^4 + 48a_1^2 q^2 + 64)} \right)^2 + \left( \frac{40 \cdot (12a_1^5 q^2 - 16a_1^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12a_1^4 q^4 + 48a_1^2 q^2 + 64)} - \frac{36 \cdot (12a_0^5 q^2 - 16a_0^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12a_0^4 q^4 + 48a_0^2 q^2 + 64)} \right)^2}$$

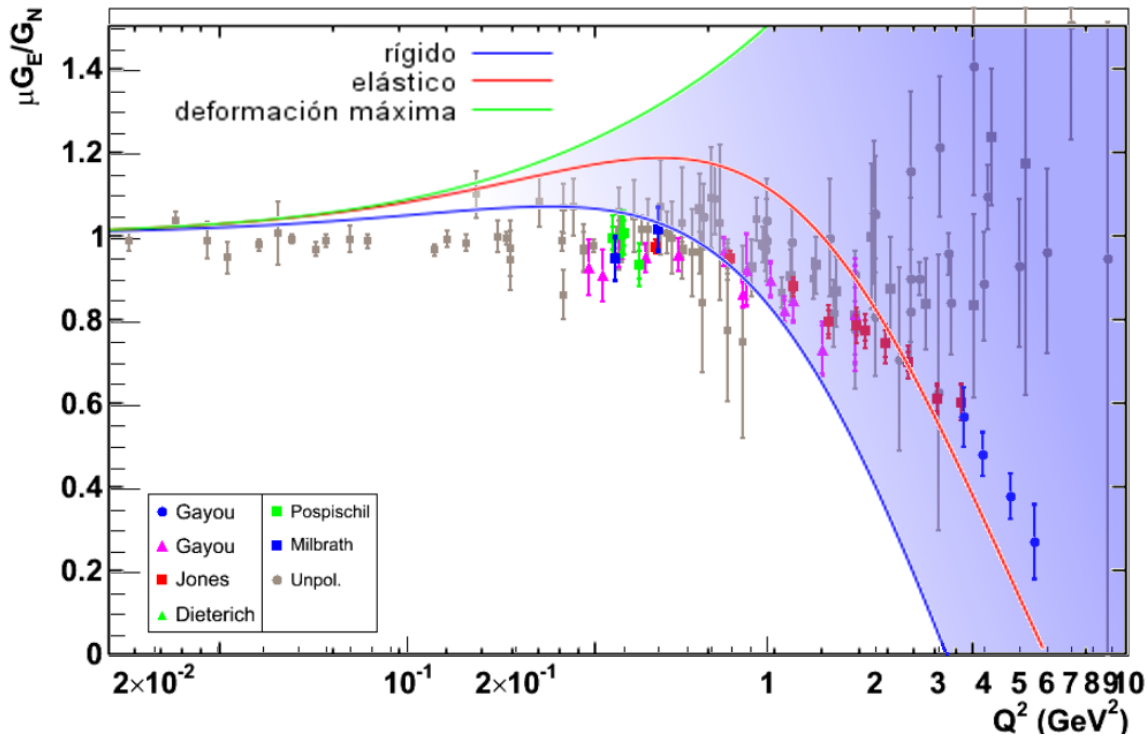
Sin embargo, esta deformación depende principalmente (aunque no solo) del cuadrimento intercambiado, puesto que en los experimentos los protones suelen encontrarse en reposo respecto al sistema de referencia del laboratorio. Mediante consideraciones análogas a las del punto 3.1 la contracción de Lorentz en función del cuadrimento intercambiado será igual

a  $f = \sqrt{1 - \frac{q^2}{q^2 + m_0^2 c^2}}$ . Como aproximación para estudiar los estados en los que los blancos presentan deformaciones

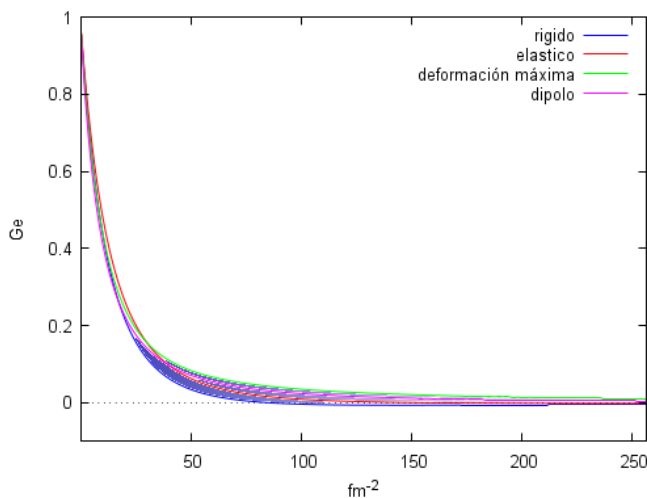
intermedias podemos utilizar la media entre el factor de forma elástico y el deformado por Lorentz ponderada por el grado de deformación de Lorentz de esta manera.

$$G_{Est} = (1-f)G_{ELorentz} + G_{Eelástico} \cdot f$$

Los datos experimentales deberían encontrarse por tanto entre la curva estimada si el protón fuese totalmente rígido y la curva de deformación máxima posible, dependiendo de la energía de retroceso de los protones y de la técnica utilizada, pues los métodos no polarizados son más sensibles a esta deformación.

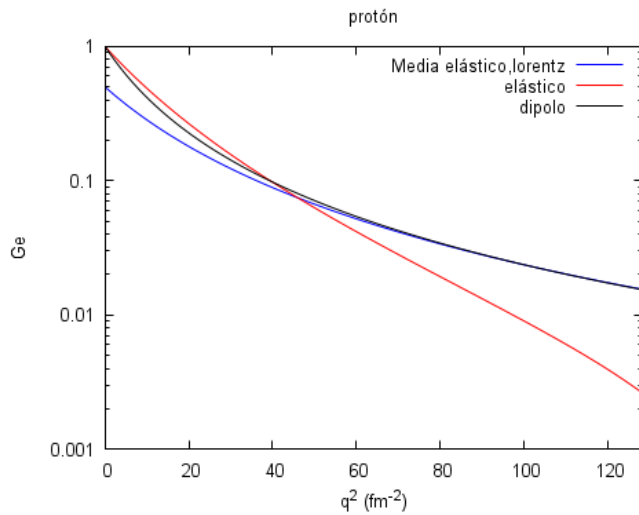


O simplemente representando el factor  $G_e$  :

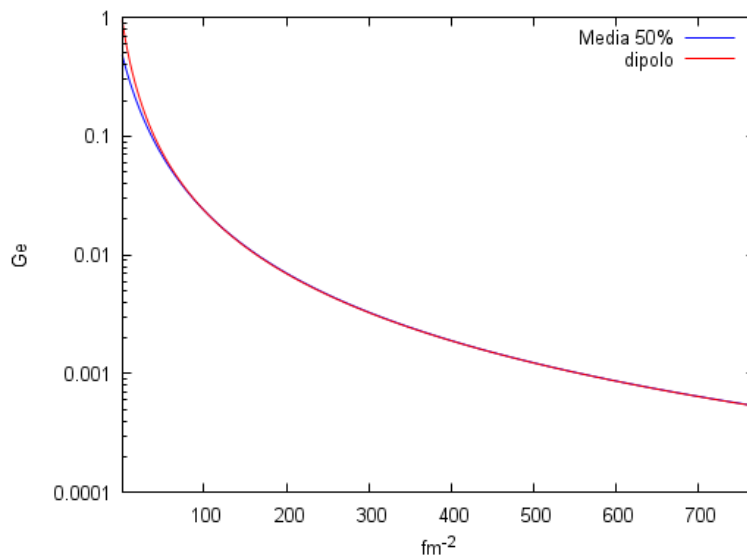


Dado que en las parametrizaciones habituales no se ha tenido en cuenta la velocidad de retroceso es muy probable que las curvas experimentales se ajusten a combinaciones lineales simples de las curvas de Lorentz y elástica. De hecho si representamos

$$G_{Est} = \frac{1}{2} [0.5 G_{ELorentz} + 0.5 G_{Eelástico}]$$

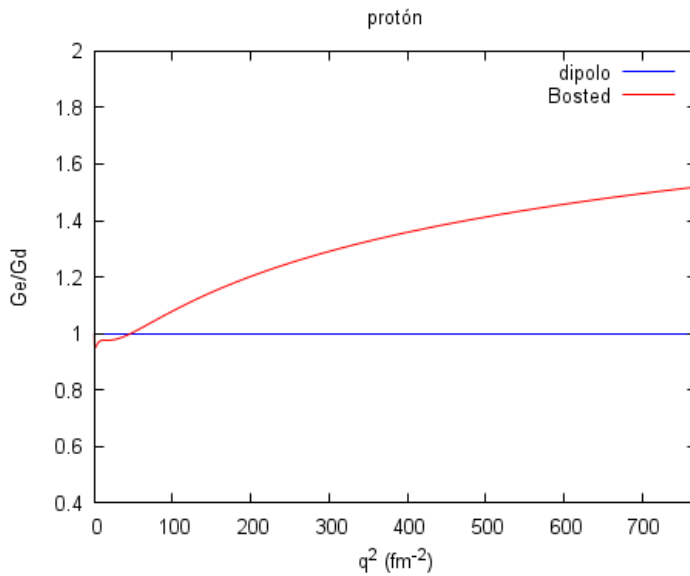


Obsérvese como las dos curvas abrazan la aproximación de dipolo. La coincidencia de esta combinación lineal de la curva elástica con la curva de Lorentz es muy buena a grandes  $q^2$ .



El significado físico de esto no está claro, pero es evidente que no puede ser una coincidencia. Si analizamos la parametrización de Boster [10] obtenida con los datos de los experimentos sin polarización realizados hasta 1994 puede observarse que ya refleja la relación entre el cuadrimomento intercambiado y el grado de deformación, que se traduce en una curva que se separa de la correspondiente al dipolo, acercándose a la de deformación máxima.

$$G_E(Q^2) = \frac{1}{1 + 0.62Q + 0.68Q^2 + 2.80Q^3 + 0.83Q^4} \quad \text{Con } q^2 \text{ en GeV}^2$$

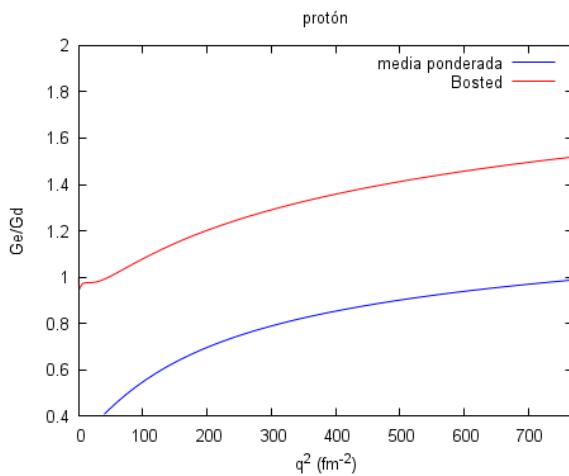


Anteriormente habíamos estimado la curva de deformación máxima como:

$$G_{Est} = (1-f)G_{ELorentz} + G_{Eelástico} \cdot f$$

Si la representamos normalizandola por el factor  $\frac{1}{4}$  y utilizando con  $\dot{a}_0 = a_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{(0.25 \cdot 0.3152 / 0.3275)^2 \cdot q^2}{q^2 + 0.47^2}}$ ,

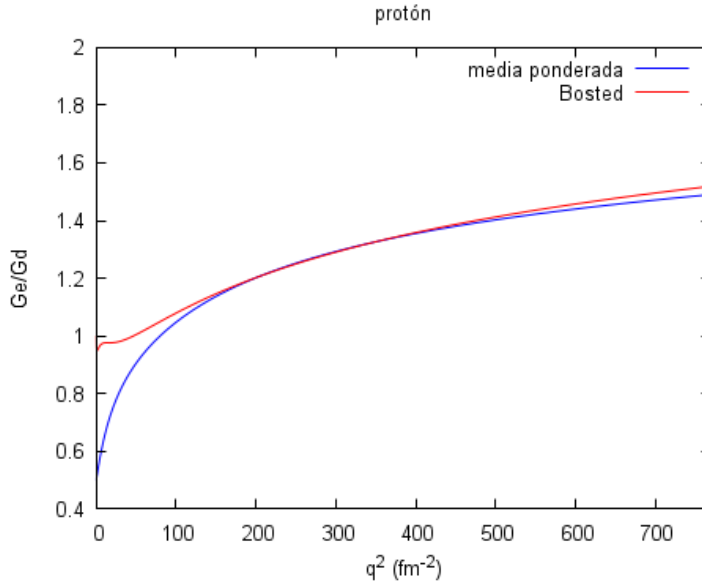
$\dot{a}_1 = a_1 \cdot \sqrt{1 - \frac{(0.25 \cdot 0.3275 / 0.3152)^2 \cdot q^2}{q^2 + 0.47^2}}$  y  $m_0 = 0,938$ , observamos un paralelismo notable.



Podemos usar la siguiente combinación lineal



$$G_{Est} = \frac{1}{2} \left[ 0.5 \cdot [(1-f) G_{ELorentz} + f G_{Eelástico}] + 0.5 [0.5 G_{ELorentz} + 0.5 G_{Eelástico}] \right]$$



½ sería el mismo factor de normalización que en la combinación que proporcionaba la aproximación de dipolo.

### Modificación del modo de vibración.

La solución es análoga al punto anterior

$$G_E = \sqrt{\left( \frac{36 \cdot (24 a_0^4 q - 2 a_0^6 q^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12 a_0^4 q^4 + 48 a_0^2 q^2 + 64)} - \frac{40 \cdot (24 a_1^4 q - 2 a_1^6 q^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12 a_1^4 q^4 + 48 a_1^2 q^2 + 64)} \right)^2 + \left( \frac{40 \cdot (12 a_1^5 q^2 - 16 a_1^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12 a_1^4 q^4 + 48 a_1^2 q^2 + 64)} - \frac{36 \cdot (12 a_0^5 q^2 - 16 a_0^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12 a_0^4 q^4 + 48 a_0^2 q^2 + 64)} \right)^2}$$

Pero en este caso se considera que las partículas están totalmente deformadas tanto elásticamente como por la deformación de Lorentz y sus radios de Bohr han disminuido a la mitad o a su cuarta parte, dependiendo de la energía disponible.

**Caso 1** con  $\dot{a}_0 = \frac{a_0 \cdot 0.9682}{2}$  y  $\dot{a}_1 = \frac{a_1 \cdot 0.9682}{2}$

**Caso 2** con  $\dot{a}_0 = \frac{a_0 \cdot 0.9682}{4}$  y  $\dot{a}_1 = \frac{a_1 \cdot 0.9682}{4}$

**Caso 3** .....

El caso en que nos encontremos dependerá en gran medida de la masa invariante W, en efecto si partimos de su definición

$$W^2 = 2 \cdot m_0 \cdot E + m_0^2 - q^2 \quad \text{la energía perdida por la partícula incidente será}$$

$$E = \frac{(W^2 - m_0^2 + q^2)}{(2 \cdot m_0)}$$

descartando el término del momento transferido (no utilizable para las deformaciones) nos queda

$$E = \frac{(W^2 - m_0^2)}{(2 \cdot m_0)}$$

que para el caso del protón  $m=0,938$  GeV

$$E_{disponible} = \frac{(W^2 - 0.938^2)}{(2 \cdot 0.938)}$$

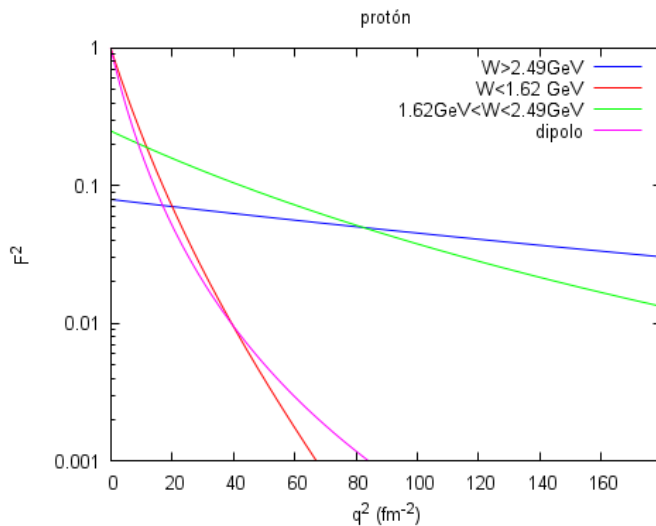
Para el caso 1 la energía disponible debe ser mayor que 0,938 GeV, por tanto la masa invariante mínima será de

$$W_{mínima1} = \sqrt{(2 \cdot 0.938^2 + 0.938^2)} = 1,62 \text{ GeV}$$

Para el caso 2 la energía disponible debe ser mayor que 3 veces 0,938 GeV, luego

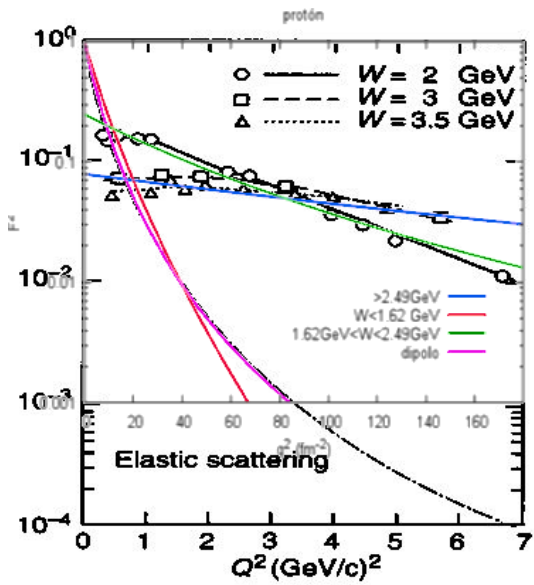
$$W_{mínima2} = \sqrt{(2 \cdot 3 \cdot 0.938^2 + 0.938^2)} = 2,48 \text{ GeV}$$

Por tanto quedarían las siguientes curvas en función de la masa invariante W:



Es de observar que para el primer caso hemos normalizado dividiendo por 4 y en el segundo caso por  $4\pi$  para intentar ajustarnos a las normalizaciones utilizadas en los experimentos.

Podemos superponer los resultados con el gráfico obtenido de [7].



## 4.2 El Neutrón.

### Estructura interna teórica.

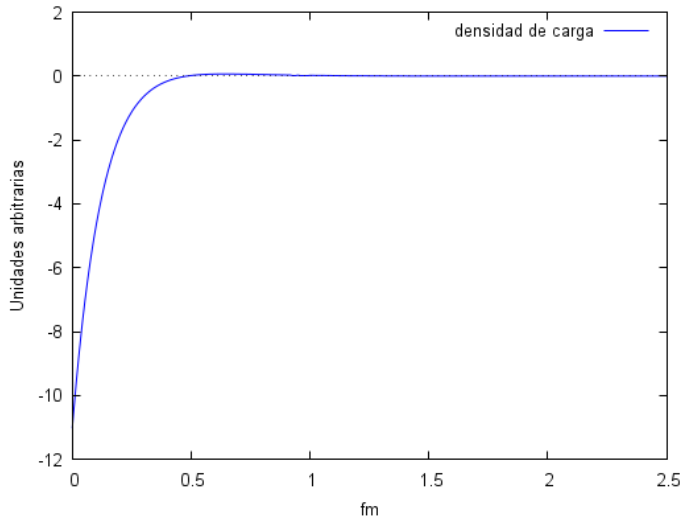
Se propone la siguiente estructura teórica para el neutrón

NEUTRÓN	Partones		Radio de Bohr
	Total	Cargados	
Onda 0	-27	-10	0,3147 fm
Onda 1	+26	+10	0,3275 fm
Onda 2	+1	0	8,4099 fm

### Densidad de carga teórica

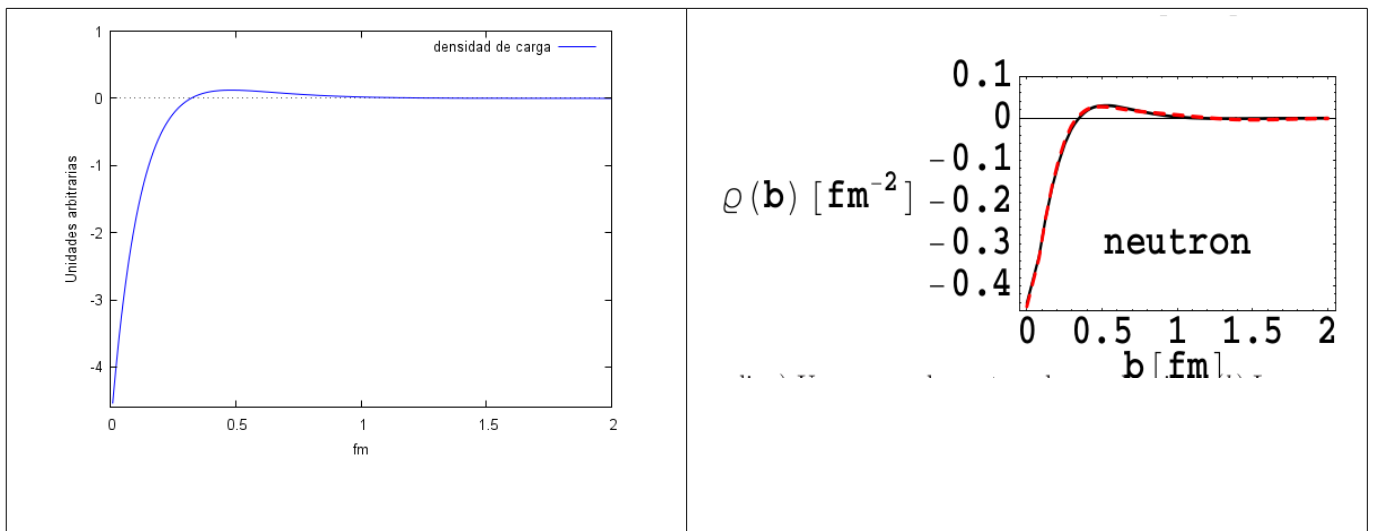
La densidad de carga eléctrica será entonces igual a :

$$\rho(r) = \frac{1}{\pi} \left[ -10 \left( \frac{1}{0.3147} \right)^3 e^{-2r/0.3147} + 10 \left( \frac{1}{0.3275} \right)^3 e^{-2r/0.3275} \right]$$



o bien normalizando a 2D para poder comparar con la densidad transversal de carga obtenida por Miller en [8]

$$\rho(r) = \frac{2}{\pi} \left[ -10 \left( \frac{1}{0.3147} \right)^2 e^{-2r/0.3147} + 10 \left( \frac{1}{0.3275} \right)^2 e^{-2r/0.3275} \right]$$



Notese el factor de diez de diferencia debido a la arbitraria (como cualquier otra) normalización de Miller a la carga unidad.

### Factor de forma elástico teórico.

En este caso sería

$$G_{Elástico}(q^2) = -10 \cdot \frac{16}{(a_0^2 \cdot q^2 / 0.039 + 4)^2} + 10 \cdot \frac{16}{(a_1^2 \cdot q^2 / 0.039 + 4)^2}$$

$$\text{con } \dot{a}_0 = a_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{(0.25 \cdot 0.3147 / 0.3275)^2 \cdot q^2}{q^2 + 0.47^2}} \quad \text{y} \quad \dot{a}_1 = a_1 \cdot \sqrt{1 - \frac{(0.25 \cdot 0.3275 / 0.3147)^2 \cdot q^2}{q^2 + 0.47^2}}$$

$$\text{y } a_0 = 0,3147 \quad , \quad a_1 = 0,3275$$

## Corrección por contracción de Lorentz

En este caso la solución es

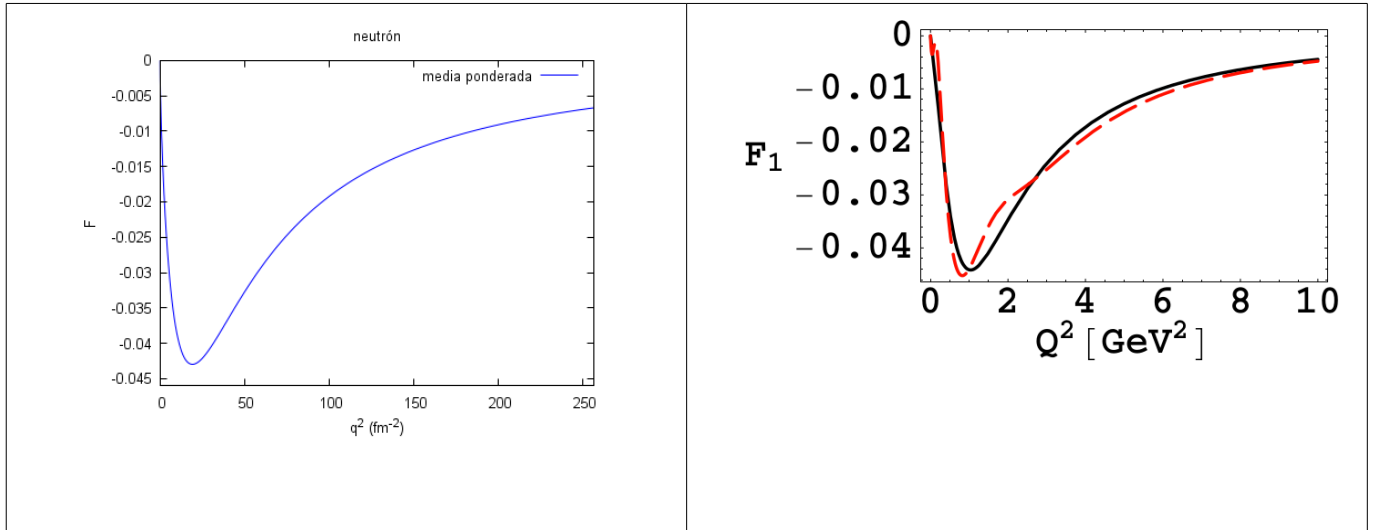
$$F_1 = \frac{40 \cdot (24 a_0^4 q - 2 a_0^6 q^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12 a_0^4 q^4 + 48 a_0^2 q^2 + 64)} - \frac{40 \cdot (24 a_1^4 q - 2 a_1^6 q^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12 a_1^4 q^4 + 48 a_1^2 q^2 + 64)}$$

$$F_2 = \frac{40 \cdot (12 a_1^5 q^2 - 16 a_1^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12 a_1^4 q^4 + 48 a_1^2 q^2 + 64)} - \frac{40 \cdot (12 a_0^5 q^2 - 16 a_0^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12 a_0^4 q^4 + 48 a_0^2 q^2 + 64)}$$

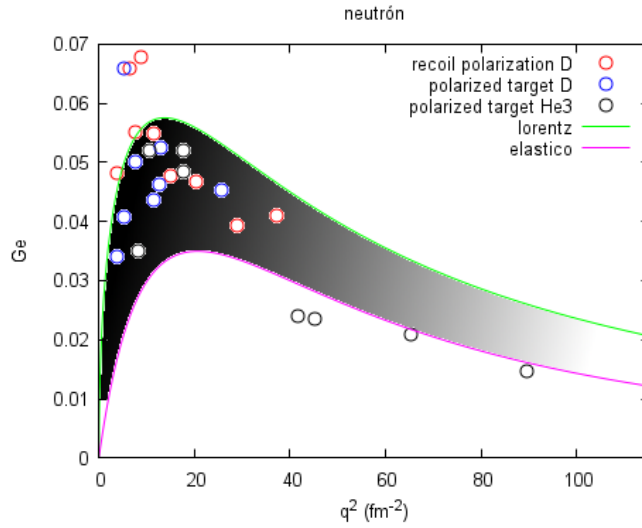
$$G_{E \text{ Lorentz}} = \sqrt{\left( \frac{40 \cdot (24 a_0^4 q - 2 a_0^6 q^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12 a_0^4 q^4 + 48 a_0^2 q^2 + 64)} - \frac{40 \cdot (24 a_1^4 q - 2 a_1^6 q^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12 a_1^4 q^4 + 48 a_1^2 q^2 + 64)} \right)^2 + \left( \frac{40 \cdot (12 a_1^5 q^2 - 16 a_1^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12 a_1^4 q^4 + 48 a_1^2 q^2 + 64)} - \frac{40 \cdot (12 a_0^5 q^2 - 16 a_0^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12 a_0^4 q^4 + 48 a_0^2 q^2 + 64)} \right)^2}$$

Utilizando la misma combinación lineal que en el caso del protón se ajustaba a la parametrización de Bosted y usando el factor de normalización  $0.1 \cdot \sqrt{\pi}$  vemos que ahora se ajusta perfectamente a la parametrización obtenida de Miller [8]

$$G_{E \text{ est}} = 0.1 \cdot \sqrt{\pi} \left[ 0.5 \cdot \left[ (1-f) G_{E \text{ Lorentz}} + f G_{E \text{ elástico}} \right] + 0.5 \left[ 0.5 G_{E \text{ Lorentz}} + 0.5 G_{E \text{ elástico}} \right] \right]$$



Podemos representar las curvas elástica y de Lorentz con la misma normalización utilizada anteriormente  $0.1 \cdot \sqrt{\pi}$ . Se observa claramente que gran parte de los resultados experimentales recae entre dichas curvas. Esto se explica por el diferente grado de contracción de Lorentz que sufren los blancos estacionarios de Deuterio y/o Helio 3 [11].



### 4.3 El Pión.

#### Estructura interna teórica.

De acuerdo al sistema multilineal de masas de Palazzi [3] se propone la siguiente estructura teórica para el pión

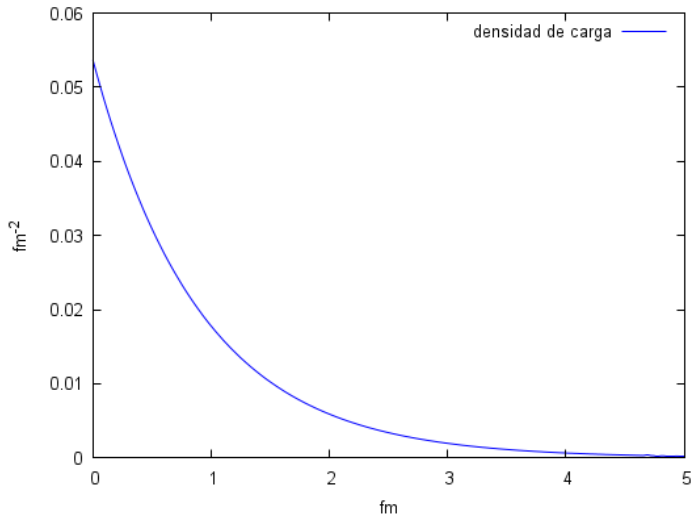
PIÓN	Partones		Radio de Bohr
	Total	Cargados	
Onda 0	+4	+2	2,09 fm
Onda 1	-4	-1	

#### Densidad de carga teórica.

La densidad de carga eléctrica será entonces igual a :

$$\rho(r) = \frac{1}{\pi} \left( \frac{1}{2.09} \right)^3 e^{\frac{-2r}{2.09}}$$

que podemos representar



### Datos experimentales

Los experimentos para determinar el factor de forma de los piones no pueden realizarse con los piones en reposo respecto al marco de referencia del laboratorio, presentando además grandes energías, superiores siempre a 50 GeV. Según [4] el factor de forma del pión puede ser parametrizada según un ajuste empírico de la siguiente forma

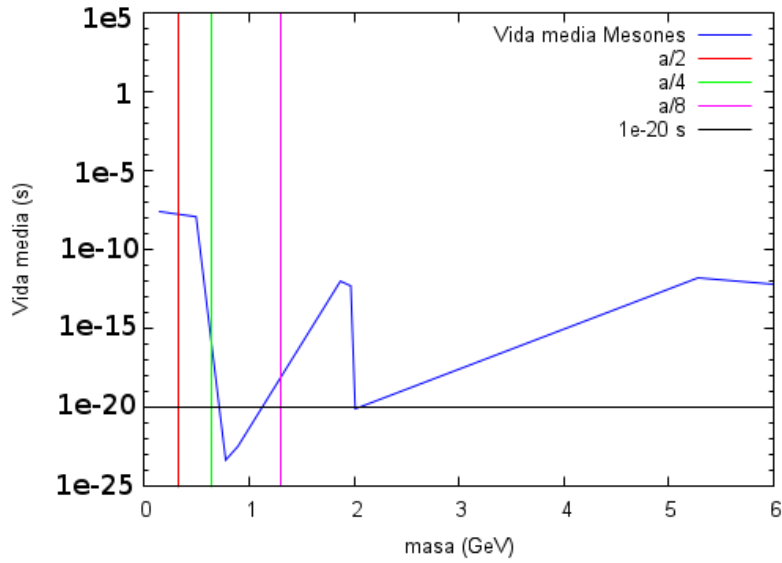
$$G_{E\pi}(Q^2) = A \frac{1}{1+BQ^2} + (1-A) \frac{1}{(1+CQ^2)^2} \quad \text{donde } A=0.384, B= 1.203 \text{ and } C=1.054$$

Con datos fiables hasta un valor de  $q^2$  de 3 (GeV/c)<sup>2</sup> aproximadamente.

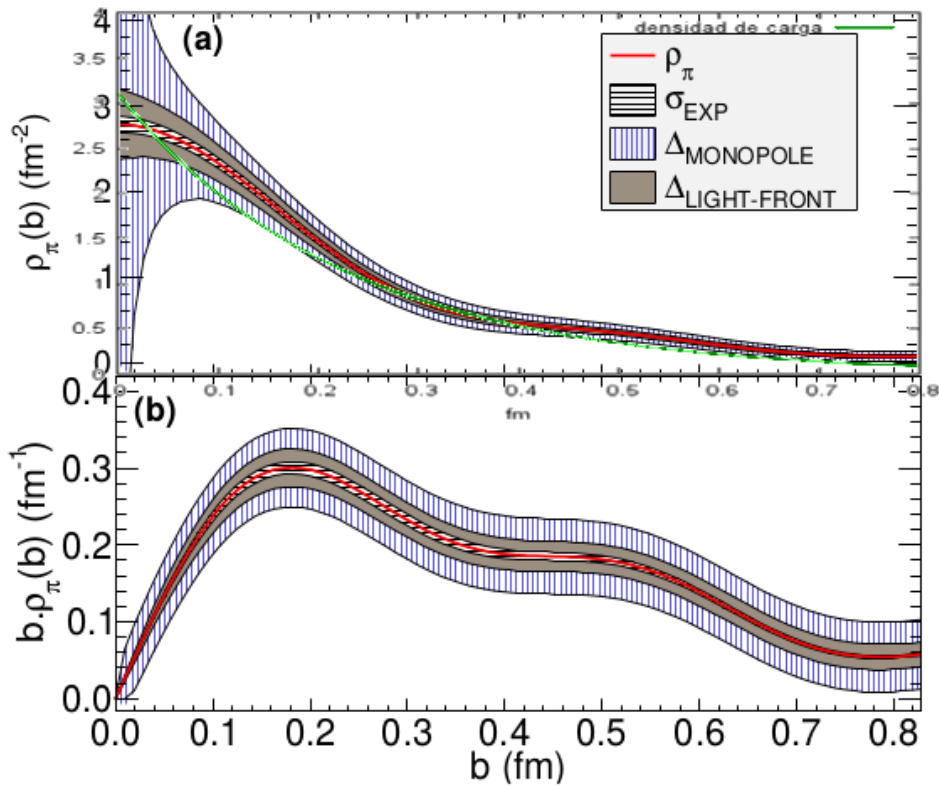
### Límite a la deformación de los piones

Dado que en los trabajos experimentales los piones son altamente energéticos deben utilizarse todas las correcciones analizadas en este trabajo, deformación elástica, deformación completa de Lorentz y disminución del radio de Bohr. Recordemos que la máxima deformación elástica posible en los mesones era  $\dot{a}_0 \approx a_0 \cdot \sqrt{1-0,5^2} = 0,866 a_0$ .

Para determinar el grado máximo de deformación alcanzable por el pión se ha representado la vida media de los mesones con carga eléctrica frente a su masa. En el mismo gráfico se han representado las masas del pión excitado al disminuir el radio de Bohr en potencias de 2 como líneas verticales y el límite de vida media de  $10^{-20}$  s como límite arbitrario de detectabilidad.



Puede observarse que entre  $a/4$  y  $a/8$  se encuentra una zona de alta inestabilidad, por lo que es de esperar que los piones que se deformen más que  $a/4$  no alcancen los detectores y por tanto no contribuyan al factor de forma. Podemos representar la densidad teórica normalizada a 2D utilizando  $\alpha_0 = 2.09/4 \cdot 0.866$  para comparar con la densidad transversal obtenida por Miller.





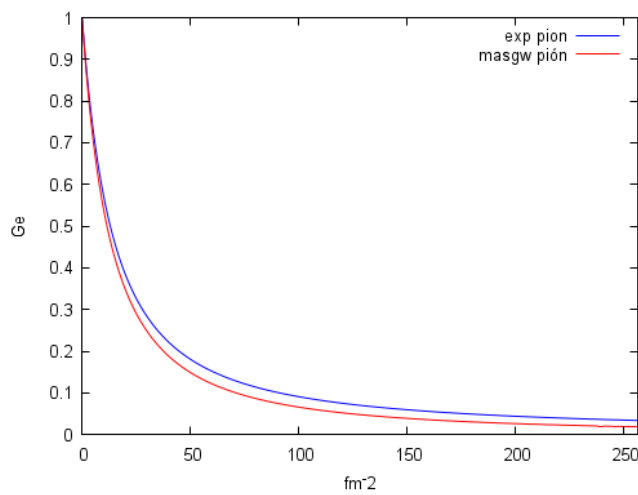
**Factor de forma teórico.**

Actuando de forma análoga el factor de forma supuesta una deformación de Lorenzt completa será:

$$G_E(q^2) = \sqrt{\left( \frac{4(12a_0^5 q - 16a_0^3)}{(a_0^3(a_0^6 q^3 + 12a_0^4 q^2 + 48a_0^2 q^1 + 64))} \right)^2 + \left( \frac{-(4(24a_0^4 q^{0.5} - 2a_0^6 q^{1.5}))}{(a_0^3(a_0^6 q^3 + 12a_0^4 q^2 + 48a_0^2 q^1 + 64))} \right)^2}$$

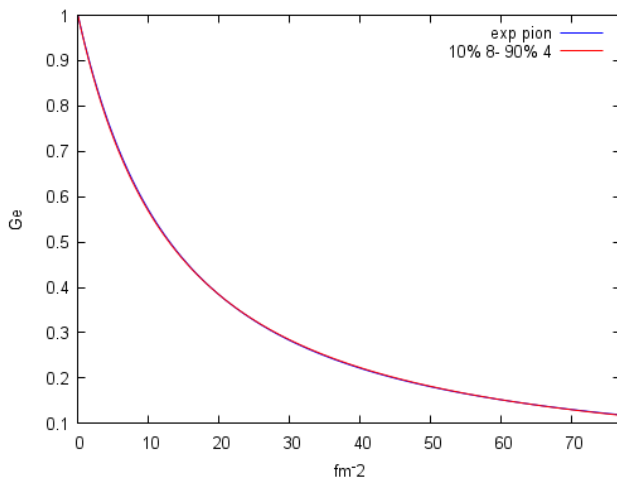
con  $a_0 = 2.09/4 \cdot 0.866$

que podemos representar frente a la parametrización de Miller hasta 3 GeV/c<sup>2</sup>, ya que los datos experimentales a mayor q<sup>2</sup> adolecen de falta de precisión. Como puede comprobarse, es una buena aproximación, pero no exacta.



Simplemente considerando que algunos piones deformados a a/8 consiguen llegar a los detectores es posible alcanzar un ajuste muy bueno en el rango 0-3 GeV/c si consideramos una relación 90-10%

$$G_E(q^2) = \frac{90}{100} G_E(q^2)_{a/4} + \frac{10}{100} G_E(q^2)_{a/8}$$



## 4.4 El muón.

### Estructura interna teórica.

De acuerdo al sistema multilineal de masas de Palazzi [3] se propone la siguiente estructura teórica para el muón

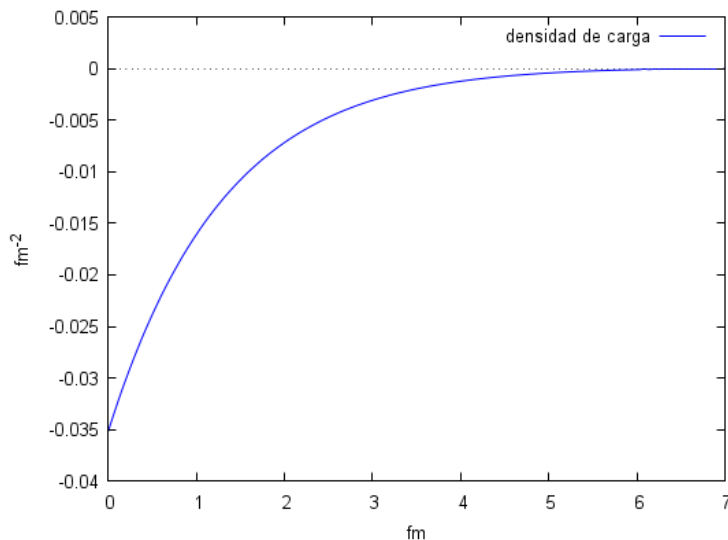
MUÓN	Partones		Radio de Bohr
	Total	Cargados	
Onda 0	-3	-2	2,799 fm
Onda 1	+2	+1	4,238 fm
Onda 2	+1	0	8,266 fm

### Densidad de carga teórica

La densidad de carga eléctrica será entonces igual a :

$$\rho(r) = \frac{1}{\pi} \left[ -3 \left( \frac{1}{2,799} \right)^3 e^{-2r/2,799} + 2 \left( \frac{1}{4,238} \right)^3 e^{-2r/4,238} \right]$$

Que podemos representar



### Datos experimentales

Normalmente en los experimentos se utilizan haces de muones altamente energéticos, del orden de centenares de GeV. El grado de compresión teóricamente posible es tan alto que no es raro que actualmente se considere al muón como una partícula puntual, igual que al electrón. Es posible comparar la posible diferencia entre el factor de forma del protón extraído mediante scattering con muones o electrones para estudiar la estructura del muón. En experimentos realizados en la década de los setenta se utilizaron haces de muones relativamente poco energéticos, del orden de 5.3 a 7.8 GeV [12], se encontró que la leve diferencia entre los factores de forma del protón extraídos con electrones o muones podía ser expresada mediante una función

$$r(q^2) = \frac{G^2_{(\mu-p)}}{G^2_{(e-p)}}, \text{ donde } G(q^2) \text{ es el factor de forma del protón. Ajustándolo a un dipolo de la forma}$$

$$r(q^2) = \frac{N}{(1+q^2/\Lambda^2)^2} \text{ se obtuvo que el mejor ajuste se conseguía con } N=1.043\pm 0.080 \text{ y } \Lambda^{-2}=+0.064\pm 0.056 \text{ (GeV/c)}^{-2}.$$

Lo que implica que el factor de forma del muón sería.

$$G_\mu(q^2) = \sqrt{\frac{1}{r(q^2)}} = \frac{1}{N}(1+q^2/\Lambda^2) = 0.9787(1+0.051q^2)$$

### Límite a la deformación de los muones

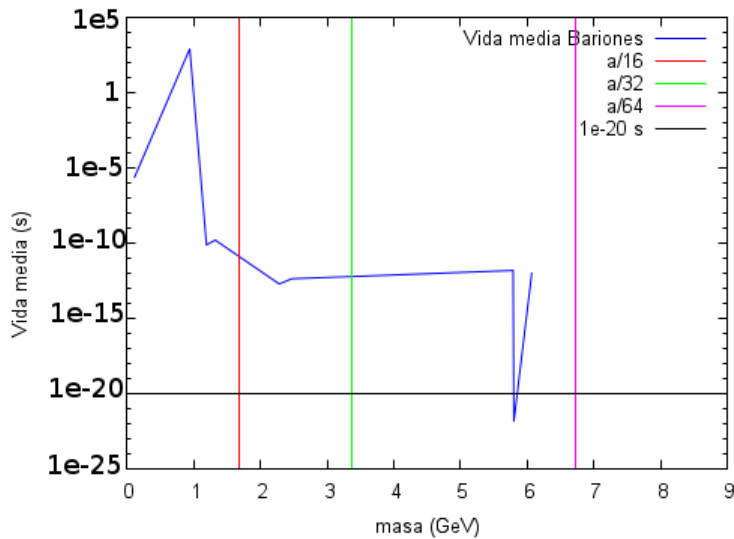
Dado que en los trabajos experimentales los muones son altamente energéticos deben utilizarse todas las correcciones analizadas en este trabajo, deformación elástica, deformación completa de Lorentz y disminución del radio de Bohr.

Para la deformación elástica se considera un reparto proporcional al tamaño de los orbitales. Luego:

$$\dot{a}_0 \approx a_1 \sqrt{1 - (0.5 \cdot (1 - 2.799/4.238))^2} = 0.9855 \cdot a_0 \quad .$$

$$\dot{a}_1 \approx a_1 \sqrt{1 - (0.5 \cdot 2.799/4.238)^2} = 0.9439 \cdot a_1$$

Para determinar el grado máximo de deformación alcanzable por el muón se ha representado la vida media de los bariones con carga eléctrica frente a su masa. En el mismo gráfico se han representado las masas del muón excitado al disminuir el radio de Bohr en potencias de 2 como líneas verticales y el límite de vida media de  $10^{-20}$  s como límite arbitrario de detectabilidad.



Puede observarse que entre  $a/32$  y  $a/64$  se encuentra una zona de alta inestabilidad, por lo que es de esperar que los muones que se deformen más que  $a/32$  no alcancen los detectores y por tanto no contribuyan al factor de forma. Luego se utilizará

$$\dot{a}_0 = \frac{0.9855 \cdot a_0}{32} \quad .$$

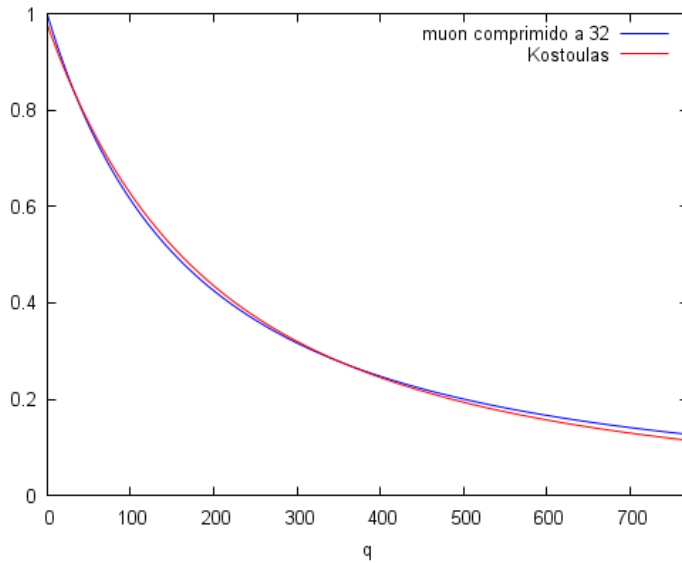
$$\dot{a}_1 \approx a_1 = \frac{0.9439 \cdot a_1}{32}$$

## Factor de forma teórico

Considerando una deformación de Lorentz completa la solución sería

$$G_{E\text{ Lorentz}} = \sqrt{\left( \frac{8 \cdot (24 a_0^4 q - 2 a_0^6 q^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12 a_0^4 q^4 + 48 a_0^2 q^2 + 64)} - \frac{4 \cdot (24 a_1^4 q - 2 a_1^6 q^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12 a_1^4 q^4 + 48 a_1^2 q^2 + 64)} \right)^2 + \left( \frac{4 \cdot (12 a_1^5 q^2 - 16 a_1^3)}{a_1^3 \cdot (a_1^6 q^6 + 12 a_1^4 q^4 + 48 a_1^2 q^2 + 64)} - \frac{8 \cdot (12 a_0^5 q^2 - 16 a_0^3)}{a_0^3 \cdot (a_0^6 q^6 + 12 a_0^4 q^4 + 48 a_0^2 q^2 + 64)} \right)^2}$$

que podemos representar frente a los datos experimentales de [12]



Como especulación, la masa del muón comprimido 16 veces sin tener en cuenta la compresión elástica sería igual a

$$m_{est\mu-16} = 0.105658 \cdot 016 = 1.690528 \text{ GeV} \quad \text{sorprendentemente parecida a la masa del tauón.}$$

La media ponderada de compresión elástica de las diferentes ondas que componen el muón será:

$$f = \frac{(3 \cdot 0.9439 + 2 \cdot 0.9854 + 1)}{6} = 0.967 \quad \text{.Luego se su masa se incrementará en}$$

$$m_{est\mu-16} = 0.967 \cdot 1.690528 = 1.7482 \text{ GeV} \quad \text{que difiere un 1.2% de la masa del tauón (1.77 GeV).}$$

Sería interesante por tanto buscar una partícula leptónica en el rango de  $m_{est\mu-32} = 0.967 \cdot 0,105658 \cdot 32 = 3.269 \text{ GeV}$  teniendo en cuenta que la hipótesis aquí desarrollada suele tener errores máximos del 2% en la estimación de las masas de las partículas.

## 5. Fuerza nuclear fuerte residual.

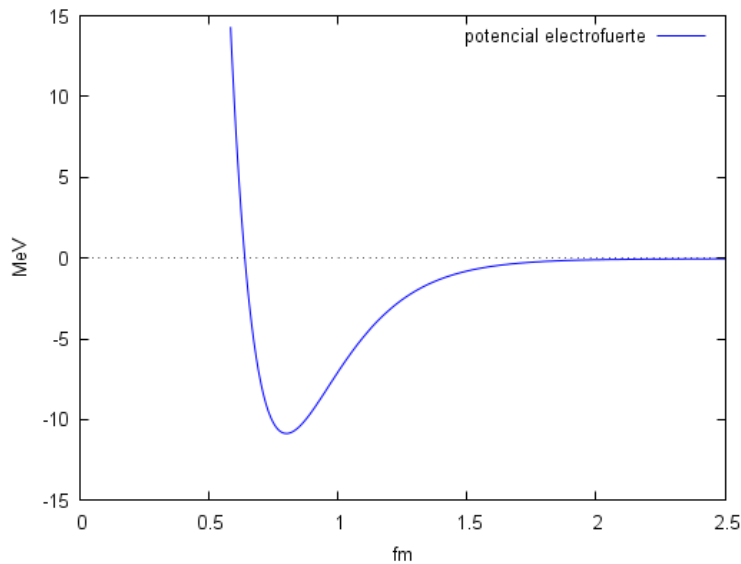
El potencial electrofuerte de un protón o un neutrón ( ambos son casi iguales ) puede ser expresado mediante:

$$\Psi(r) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} (Q)^2 \frac{1}{\pi} \left[ 27 \left( \frac{1}{a_0} \right)^3 e^{-2r/a_0} - 26 \left( \frac{1}{a_1} \right)^3 e^{-2r/a_1} - \left( \frac{1}{a_2} \right)^3 e^{-2r/a_2} \right]$$

Con  $a_0=0.31522$  fm,  $a_1=0.3275$  fm y  $a_2=8,4099$  fm y Q la carga electrofuerte del partón ( $1,7 \cdot 10^{-18}$  Culombios equivalentes). Si expresamos el potencial electrofuerte en MeV y usamos fm la expresión sería:

$$\Psi(r) = 9 \cdot 10^9 (1,7 \cdot 10^{-18} C)^2 \cdot \frac{1}{\pi} \frac{10^{15}}{1,609 \cdot 10^{-19} \cdot 10^6} \left[ 27 \left( \frac{1}{0,31522} \right)^3 e^{-2r/0,31522} - 26 \left( \frac{1}{0,3275} \right)^3 e^{-2r/0,3275} - \left( \frac{1}{8,4} \right)^3 e^{-2r/8,4} \right]$$

que podemos representar.



Este potencial es acorde con las máximas energías de enlace observadas en la naturaleza, que presentan valores máximos de aproximadamente 8.8 MeV por nucleón. Sin embargo generalmente se considera que la fuerza nuclear fuerte residual es mucho más fuerte, alcanzando potenciales del orden de 100 MeV. Esto es debido a que se ha medido en experimentos de difusión entre nucleones, en los cuales hay que tener en cuenta las deformaciones estudiadas en este trabajo.

### Corrección por deformación elástica.

Dada la gran diferencia de tamaño entre el orbital exterior (que presenta carga electrofuerte, pero no eléctrica) y los interiores se considera que la deformación elástica afecta solo al orbital exterior, con un factor máximo de deformación de

$$\sqrt{1-0,5^2} = 0,866$$

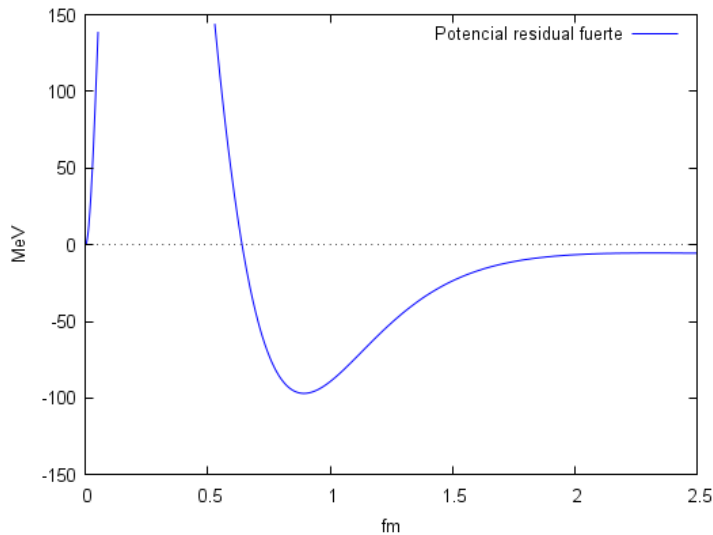
Luego usaremos  $a_0=0.31522$  fm,  $a_1=0.3275$  fm y  $a_2=7.2829$  fm.

### Corrección por deformación de Lorentz

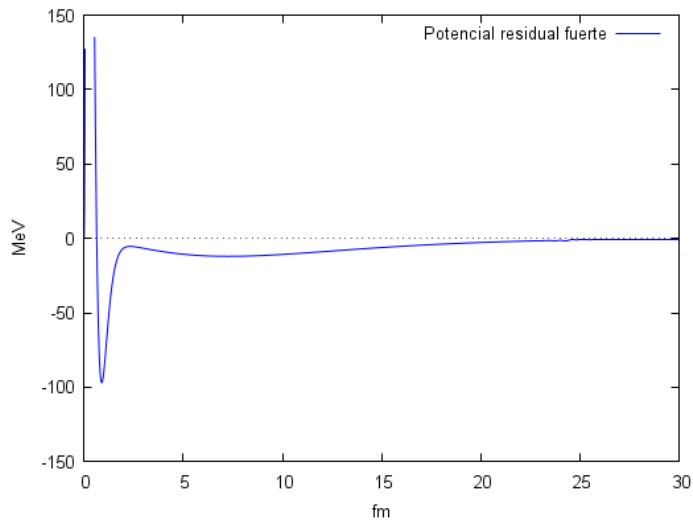
Como en este caso los nucleones son las partículas incidentes se considerará que la deformación de Lorentz es completa, lo que nos dará una expresión aparente para la fuerza nuclear fuerte residual igual a:

$$\Psi(r) = 9 \cdot 10^9 (1.7 \cdot 10^{-18} C)^2 \cdot 4 r^2 \frac{10^{15}}{1.609 \cdot 10^{-19} \cdot 10^6} \left[ 27 \left( \frac{1}{0.31522} \right)^3 e^{-2r/0.31522} - 26 \left( \frac{1}{0.3275} \right)^3 e^{-2r/0.3275} - \left( \frac{1}{7.2829} \right)^3 e^{-2r/7.2829} \right]$$

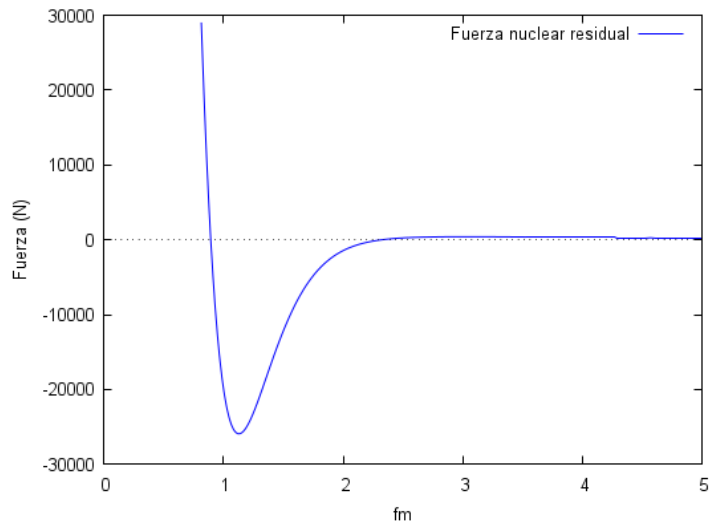
que podemos representar



Expresión que coincide muy bien con el potencial de Reid 98 en el rango 0-2.5 fm, pero no a distancias mayores.



Lo cual no es ningún problema si representamos la derivada de este potencial multiplicada por  $1e6 \cdot 1.602 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{15}$  para obtener Newtons.



## 7. Conclusiones

Aparentemente las partículas son mucho menos rígidas de lo que hasta ahora se había considerado, resultando deformadas en el proceso de difusión mediante tres mecanismos:

- Ligera deformación.
- Deformación relativista desde esferas a discos planos (pasando de esta forma de una transformada de Fourier en 3D a una transformada de Fourier en 2D)
- Compresión siguiendo una serie geométrica de factor 2.

Estos mecanismos no dependen solo de la energía intercambiada, sino también de la energía de las partículas incidentes, así como de si la partícula a estudiar es la incidente o forma parte de un blanco estacionario respecto al marco de referencia del laboratorio.

Se han aplicado estos conceptos con éxito a los factores de forma del protón, neutrón, pión y muón, en choques elásticos e inelásticos, resultando los casos más complejos aquellos en los que las partículas a estudiar se encuentran estacionarias y se deforman más o menos en función del retroceso experimentado. Igualmente se puede inferir que existe un rango de energías en los cuales es posible extraer más información para cada partícula, resultando un error incremental sin más la energía de los choques, puesto que en este caso cualquier partícula aparecerá puntual a partir de determinadas energías. *Se infiere por tanto la inexistencia de los quarks.*

Se ha mostrado también que la obtención de la densidad transversal como una transformada de Fourier en dos dimensiones del factor de forma de Dirac  $F_1$  es la más adecuada, ya que minimiza los errores debido a la deformación de las partículas.

Finalmente y utilizando estos postulados se consigue explicar porque la fuerza nuclear fuerte residual presenta potenciales cercanos a 100 MeV en experimentos de difusión mientras que la máxima energía experimental de enlace de los nucleones es de aproximadamente 8,8 MeV.

En el año de nuestro Señor de 2019.

# Referencias

- [1] “Matter as gravitational waves. On the nature of electron.” E Lopez 2012
- [2]”Mechanism of interaction between gravitational waves”. E Lopez 2012
- [3] “Patterns in the Meson Mass Spectrum” Palazzi 2004
- [4] “Pion transverse charge density and the edge of hadrons ” Marco Carmignotto, Tanja Horn, and Gerald A. Miller2014
- [5] “Theory of matter. Just waves” E Lopez 2017
- [6] “Overview of proton, neutron, and pion form factor measurements” Arrington
- [7] “Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering” SLAC-PUB-650 1969
- [8] “Charge densities of the neutron and proton” Miller 2007
- [9] “Final Analysis of Proton Form Factor Ratio Data at  $Q^2=4.0, 4.8$  and  $5.6$  GeV” Puckett et al. 2018
- [10] “An Empirical Fit to the Nucleon Electromagnetic Form Factors” 1994
- [11] “Proton and neutron electromagnetic form factors and uncertainties” Arrington 2017
- [12] “Muon-proton Deep elastic Scattering” Kostoulas1974.
- [13] “Review on Nucleon Electromagnetic Form Factors” Haiyan Gao 2010
- [14] “ $G_{Ep}/G_{Mp}$  ratio by polarization transfer in  $\vec{e} p \rightarrow e \vec{p}$  “ Jones 1999
- [15] “ Kaon transverse charge density from space- and timelike data ” N.A. Mecholsky 2018
- [16] “A measurement of the kaon charge radius” Amendolia 1986
- [17] “Direct measurement of the negative kaon form factor”. B. Dally
- [18] “Form Factor and Cross Section Calculation in Charged Kaon Electroproduction at  $Q^2 = 1.9$  &  $2.35(\text{GeV}/c)^2$  N. Ghahramany 2015