原子核物理用語・キーワード解説

ポメロン (Pomeron)

板倉 数記 (高エネルギー加速器研究機構 理論センター)

ハドロン・ハドロン散乱の全断面積は散乱エネルギーの増加と伴にゆっくり増大することが 70 年代より実験的に知られています。最近でも LHC の TOTEM 実験において陽子・陽子衝突の全断面積が測定され (図 1, σ_{tot})、衝突エネルギー 7, 8 TeV でそれぞれ $\sigma_{\mathrm{tot}}^{pp} \sim 98.0 \pm 2.5$ mb, 101.7 ± 2.9 mb という値が報告されていますが [1]、これらは高エネルギーで全断面積が増加する描像を補強するものでした。陽子の荷電半径 $r_c \sim 1$ fm を用いた素朴な幾何学的断面積 $\pi r_c^2 \sim 30$ mb と比べれば、これらの値が十分に大きな値だと分ります。

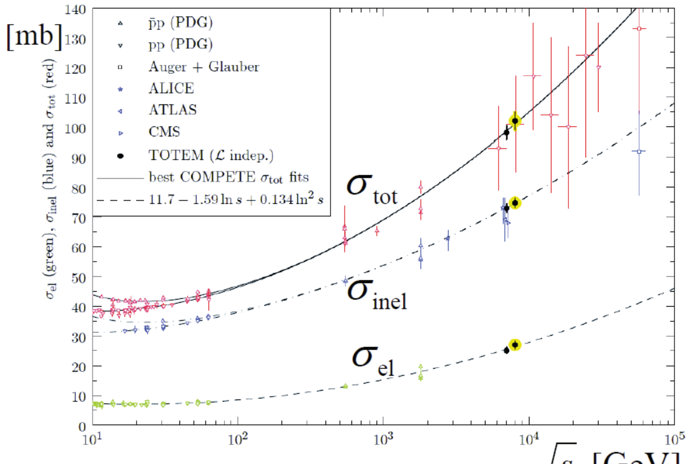


図 1: 陽子・陽子散乱の断面積 [1]

この様な増加する全断面積を現象論的に記述する為に導入されたものが「ポメロン (Pomeron)」という仮想的な粒子です [2]。ポメロンは散乱行列や振幅の高エネルギーでの振る舞いを記述するレッジェ理論の枠内で表現され、複素角運動量平面における散乱振幅の持ち得る 1 位の極である「レッジェ極」の特殊な場合として扱われます。レッジェ理論とレッジェ極については別項をご参照ください。

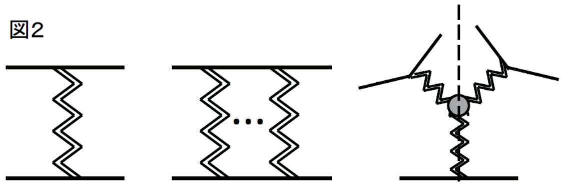
2 体散乱での二つの Mandelstam 変数を s, t とすると、レッジェ理論では散乱振幅 $A(s,t)$ の高エネルギー ($s/|t| \to \infty$) での振る舞いは、$A(s,t) \sim s^{\alpha(t)}$ で与えられます。ここで、$\alpha(t)$ はレッジェ極で、角運動量を複素化した際に、振幅の部分波が複素角運動量平面内で持ち得る極です。現象論的には t に比例することが知られており $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t$, 「切片 (intercept)」$\alpha(0)$ と「傾き (slope)」α' で特徴づけられます（レッジェ軌跡）。例えば ρ メソンを含む「ρ 軌跡」では $\alpha_{\mathrm{R}}(0) = 0.55$, $\alpha'_{\mathrm{R}} = 0.86\ \mathrm{GeV}^{-2}$ です (添え字 R はレッジェ軌跡を表す)。一方で、光学定理から全断面積は散乱振幅の前方方向での虚数部分に比例し、

$$\sigma_{\mathrm{tot}} \sim \frac{1}{s} \Im m A(s, t=0) \sim s^{\alpha(0)-1}$$

の様にレッジェ軌跡の切片の値が振る舞いを決定することが分ります。ではこれが図 1 の増大する全断面積を説明するのでしょうか。ρ 軌跡や殆どの知られているレッジェ軌跡は $\alpha_{\mathrm{R}}(0) < 1$ ですので、できません。そこで $\alpha(0) > 1$ となるような軌跡があると考えて、それを特別に「ポメロン軌跡」と呼びます。この名は陽子・陽子散乱と陽子・反陽子散乱の断面積が高エネルギーで同じ振る舞いをすることを指摘した Pomeranchuk の名前に因んでいます。またポメロンは前方散乱振幅に関係することから分かるように、アイソスピンや電荷を持たない交換のため「真空と同じ量子数を持つ」と表現されます。ポメロン軌跡は、陽子・陽子散乱の断面積などの実験データから、$\alpha_{\mathrm{P}}(0) = 1.08$, $\alpha'_{\mathrm{P}} = 0.25\ \mathrm{GeV}^{-2}$ で特徴づけられることが分っています（添え字はポメロンの P）[3]。さて、$\alpha_{\mathrm{R}}(0) < 1$ のレッジェ軌跡には実在する粒子が対応して存在しましたが、ポメロン軌跡に対応する粒子は存在するのでしょうか？それを見るためにレッジェ粒子と同様に関係式 $\alpha_{\mathrm{P}}(t = M^2) = J$ を評価すると、$M^2 = (J - 1.08)/0.25\ \mathrm{GeV}^2$ となり、$J = 0, 1$ では意味がなく、$J = 2$ で初めて $M = 1.9$ GeV という値を得ます。該当する可能性

があるのは $J^{PC}=2^{++}$ の $f_2(1950)$ ですが、現時点でこれが正確にポメロンだと同定されているわけではありません。一方でポメロンはグルーオンのみから成る「グルーボール (glueball)」ではないかと議論されます [2]。実際、通常のメソンの様な $q\bar{q}$ 状態なら持つであろうスピン 0, 1 状態の不在は、スピン 1 のグルーオンから成る gg 状態の可能性を示唆します。またレッジェ軌跡の傾き α'_{R} は $q\bar{q}$ 間の弦の張力 σ_q に反比例することを思い出すと、gg 間の弦の張力は $\sigma_g=(9/4)\sigma_q$ と大きくなるので、定性的には $\alpha'_{\mathrm{P}}<\alpha'_{\mathrm{R}}$ という性質と無矛盾だとも言えます。

図2



(a) 1 P 交換　(b) 多重 P 交換　(c) 3 P 頂点

さて、実は 1 つのポメロンを交換する単純な描像 (図 2(a)) は、高エネルギーに行けば、ユニタリー性からの制限である「Froissart 上限 $\sigma_{\mathrm{tot}}\leq(\pi/m_\pi^2)\ln^2(s/s_0)$」をいずれ破ってしまいます ($m_\pi$ は π 中間子質量、s_0 は次元を合わせるスケール)。ユニタリー性を回復するための手段としては、多重ポメロン交換 (図 2(b)) やポメロンの相互作用を取り入れる試みがされてきました。例えば高エネルギーで頻繁に起こる「回折散乱」を記述する為には、ポメロンの 3 点相互作用を導入する必要があります (図 2(c))。また、様々な種類のハドロン間の散乱の全断面積を最もよく記述するフィットは 1 つのポメロン交換ではなく、Froissart 上限の形に似ている事も知られています [4]。そのようなポメロンの交換や分岐を記述する場の理論的な模型を Reggeon field theory と呼びます。この理論では現実の時間ではなく、散乱エネルギーの対数（ラピディティ―）が時間の役割をします。面白いことに、この有効理論は非平衡物理で扱われる反応拡散系と本質的に同等で、「向き付け可能なパーコレーション」と同じ系として分類されます [5]。

このように現象論的に導入されたポメロンは、理論的に確固とした裏付けのあるものではありませんが、非摂動的な領域の物理を含む高エネルギー散乱を良く記述する単純な模型として有用です。例えば、高エネルギー宇宙線が大気原子核と衝突して生成する空気シャワー現象を記述するハドロン相互作用模型の中核をなすのがポメロンです。またポメロンの交換を核子間の有効相互作用と捉え、核物質中の核子の 3 体力をポメロンの 3 体相互作用を通じて与えるという模型も議論されています [6]。

本稿で解説したポメロンはいわゆる「ソフトポメロン」と呼ばれるものです。ハドロン・ハドロン散乱の全断面積が「ソフトな」1 ポメロン交換（又は多重ポメロン交換）で表現できるということは、あくまでも現象論的な説明であり、今後 QCD の理解が深まった際には説明が変わる可能性もあることに注意しておきます。実際、散乱エネルギーの増加に伴って QCD のハードな散乱の寄与が増えているという実験的事実を考慮すれば、全断面積の増加がソフトなポメロン交換のみに起因するという描像は不十分だということが了解できます。ハードな運動量が関与するポメロン的な過程は摂動的 QCD に基づいて記述することが可能で、「BFKL ポメロン」や「ハードポメロン」などと呼ばれます [2]。さらには、高エネルギー散乱で出現する高密度グルーオン状態を記述する「カラーグラス凝縮」という枠組みでは、ハードポメロンの非線形相互作用を部分的に取りこんでいることも分かっています。今後は、これらのハードな散乱がどのように全断面積に寄与しているのかに関しての理解が深まることで、現象論的に導入された神秘的な「ソフトポメロン」の本当の姿が徐々に見えていくことになるでしょう。

[1] G. Antchev, *et al.* Europhys. Lett. **101** (2013) 21004, *ibid.* Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 012001.
[2] S. Donnachie, *et al.* “*Pomeron Physics and QCD*” (2002, Cambridge).
[3] A. Donnachie and P. Landshoff, Phys. Lett. B**296** (1992) 227.
[4] J. R. Cudell, *et al.* (COMPETE Collab.) Phys. Rev. D**65** (2002) 074024.
[5] J. L. Cardy and R. L. Sugar, J. Phys. A: Math. Gen. **13** (1980) L423.
[6] Y. Yamamoto, *et al.* Phys. Rev. C**88** (2013) 022801(R).