



HBT 半径 (HBT radius)

榎園 昭智 (立教大学理学部)

重イオン衝突において反応領域の大きさを測定することは系の時空発展を調べる上で重要な手掛かりとなります。しかし重イオン衝突の反応領域のサイズは数フェムトメートル (10^{-15}m) なので一般的な手法でその大きさは測定が困難です。この際用いられるのが HBT 測定と呼ばれる、反応領域から放出された同種二粒子の統計的な量子干渉効果 (HBT effect) を用いる手法です。”HBT” と呼ばれているのは 1950 年代初めに宇宙物理学者の Robert Hanbury Brown と Richard Q. Twiss が観測光子の相関から恒星の直角径を求めることに成功したことに因んでいます [1]。その後 1960 年には素粒子物理学者の Goldhaber、Goldhaber、Lee、Pais 達が陽子・反陽子衝突の反応領域の大きさを π 中間子の二粒子相関より求めたことから [2]、素粒子原子核業界でも HBT 測定が広く用いられるようになりました。(そのため、

しばしば GGLP 測定と呼ばれることもあります。) 重イオン衝突での HBT 測定は BEVALAC での実験をはじめ [3]、その後 AGS、SPS、RHIC、LHC と様々なエネルギー領域で測られています [4]。また不安定核実験においてもボロミアン核の 2 中性子間距離が HBT 測定で見積もられています [5]。

非常に小さな粒子発生源から放出された同種二粒子を同時に測定する場合、その観測確率は二体波動関数の対称性もしくは反対称性で記述され、二粒子の運動量位相が非常に近い所 (運動量差 $q = p_1 - p_2$ の小さな所) で統計的な量子干渉効果でボソンの場合は観測確率が増大、逆にフェルミオンでは観測確率が減少します。相関関数 (C_2) は二粒子同時観測確率と一粒子の独立観測の積との比 ($C_2 = P_2(p_1, p_2)/P_1(p_1)P_1(p_2)$) で定義され、この関数はガウス分布を仮定して解くと二粒子の運動量差と粒子発生源の空間・時間の大きさの関数 ($C_2 = 1 \pm \lambda \exp(-\mathbf{R}^2 \mathbf{q}^2)$) で記述できます。この \mathbf{R} を HBT 半径と呼び、観測する粒子が運動量凍結した段階の大きさを示す値となります。一般的な顕微鏡とは逆で、観測源が大きくなればなるほど干渉が起こりづらく、 \mathbf{q} が非常に小さなおとろにしか干渉効果が現れないので、より精度の高い運動量分解能が必要となります。三次元解析では図 (A) で図示したように Bertsch-Pratt 座標が広く用いられています [4]。 R_{long} と R_{side} はそれぞれビーム軸方向に平行と垂直な HBT 半径で、 R_{out} は基本的に R_{side} と同じビーム軸に垂直な HBT 半径ですが、粒子の放出時間の分だけ R_{side} より大きくなり $R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$ 比から粒子放出時間を測定できます。

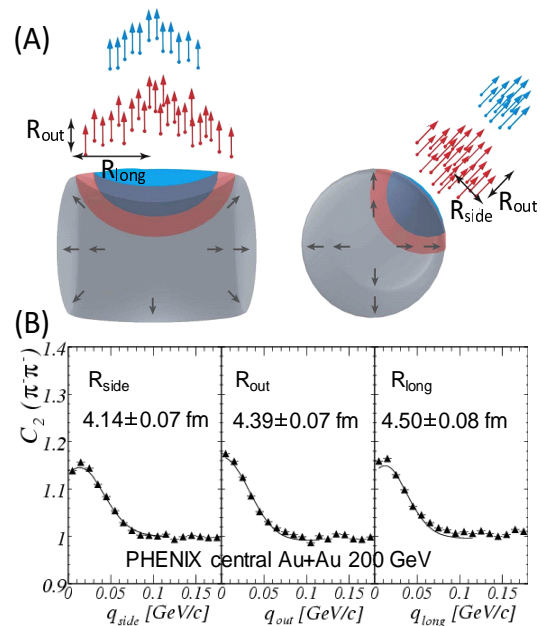


図 (B) は RHIC-PHENIX 実験で 200GeV の金+金中心衝突において荷電 π 中間子を用いて測定された三次元相関関数です [6]。相対論的重イオン衝突においてクォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) が生成された場合、ハドロン相への 1 次相転移により粒子放出時間が増大すると理論的に予測されていたため、多くの実験で QGP 発見を目指して $R_{\text{out}}/R_{\text{side}}$ が測定されました。しかし結果として粒子放出時間は非常に短い ($R_{\text{out}}/R_{\text{side}} \sim 1$) ことが分かりました。近年の格子 QCD 計算では RHIC エネルギーにおいて QGP-ハドロン相転移はクロスオーバーであることが指摘されています。

また相対論的重イオン衝突における HBT 測定ではその粒子源が集団膨張していることが特徴的な点です。この場合、測定する粒子の運動量領域と放出領域に相関が生じてしまうため測定される HBT 半径は実際の粒子源の半径より小さく、運動量依存性を持っています。更に HBT 半径は膨張速度、温度、寿命など、系の様々な特性にも強く依存するため理論的計算が非常に困難です。RHIC での実験結果を良く再現する流体 QCD 計算でも HBT 半径だけが再現されず “RHIC HBT puzzle” と呼ばれていました。その後 QGP を含む衝突系の時空発展の理解が進んだことで、より現実的な流体 QCD モデルが確立され、HBT 測定結果も理論的に良く再現されるようになりました [7]。

現在ではイメージング解析法が HBT 測定に応用されるようになりました [8]。従来の HBT 解析では上記の通り反応領域からの粒子放出がガウス分布に従うというモデルで半径を求めてきましたが、必ずしも観測粒子の放出がガウス分布である必然性はありません。むしろ重イオン衝突からのハドロン放出は凍結後のハドロン散乱、粒子源の寿命より長い共鳴粒子崩壊からの寄与（例えば荷電 π 中間子で測定する場合は ω 粒子からの崩壊など）により、非ガウス分布であるほうが自然です。更に測定している粒子が荷電粒子の場合はクーロン効果、陽子を用いた測定では強い相互作用など HBT 効果以外の相互作用の寄与があり、単純なガウス近似が難しくなります。そこでイメージング解析を用いることにより既知の相互作用の取り扱いを厳密に行なうことができ、モデルに依存しない正確な粒子放出関数を導き出せるようになります。RHIC-PHENIX 実験では荷電 π 、 K 中間子でイメージング解析が行われ [9][10]、いずれの場合も非ガウス分布をしていることが分かっています。これは共鳴粒子からの寄与だけではなく、膨張する系でのハドロン散乱効果であるとの指摘もあります [11]。更に近年では三次元 HBT イメージング解析法を用いて、より詳細な三次元空間における粒子放出の様相が測定可能となりつつあります [12]。

[1] R. Hanbury Brown, R. Twiss, *Philos. Mag.* **45**, 663 (1954).

[2] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee, A. Pais, *Phys. Rev.* **120**, 300 (1960).

[3] W.A. Zajc *et al.*, *Phys. Rev. C* **29**, 2173 (1984).

[4] M.A. Lisa, S. Pratt, R. Soltz, U. Wiedemann, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55**, 357 (2005).

[5] F. M. Marqués *et al.*, *Phys. Rev. C* **64**, 061301(R) (2001).

[6] S. S. Adler *et al.* (PHENIX Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **93**, 152302 (2004).

[7] S. Pratt, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 232301 (2009).

[8] D.A. Brown, P. Danielewicz, *Phys. Lett. B* **398**, 252 (1997).

[9] S. S. Adler *et al.* (PHENIX Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **98**, 132301 (2007).

[10] S. Afanasiev *et al.* (PHENIX Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **103**, 142301 (2009).

[11] M. Csanád, T. Csörgő, M. Nagy, arXiv:hep-ph/0702032.

[12] D.A. Brown, A. Enokizono, M. Heffner, R. Soltz, P. Danielewicz, S. Pratt, *Phys. Rev. C* **72**, 054902 (2005).