

冷却原子と相関計測

電気通信大学レーザー新世代研究センター
森永 実

2 粒子の強度相関の最初の実験は Hanbury Brown と Twiss によって光子を用いて行われた¹。その後光子以外の様々な系でも実験が試みられているが本稿ではレーザー冷却された原子系を用いて行われた実験を概観する。

1 はじめに：2光子相関の実験

Hanbury Brown と Twiss(以下 HBT) によって行われた 2 光子相関の実験 [1] について復習しておく。最も単純化された実験系は光源とそこから来る光子を受ける検出器から成る (図 1a)。光は弱く検出器は高感度かつ高速応答とすると検出される信号は図 1b のように光子一つ一つに対応するパルス列となる。こうして得られたパルスの時系列からパルスを 2 つ取り出すすべての組み合わせについてそのパルスの時間間隔 τ を測りヒストグラム $G^{(2)}(\tau)$ を作る。 $G^{(2)}(\tau)$ は $\tau = 0$ の近傍を除き平坦だが、熱的光源の場合 $\tau = 0$ の周りで $G^{(2)}(\tau)$ は盛り上がりその幅は典型的には光のスペクトル幅の逆数程度である (図 2 参照)。微小な τ に対して $G^{(2)}(\tau)$ が相対的に大きな値を持つということは光子が検出された直後は再び光子が検出される確率が高いということを意味する。系の光子数が確定している状態では 1 つ目の光子が検出されると光子数は 1 減るので検出確率が上がるというのは奇妙に感じられるかも知れないが、光子数が統計的または量子論的に適当に定まっていない状態では起こり得ることである。

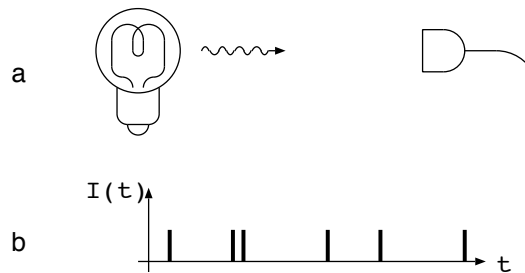


図 1: a. 光源で発生した光子は検出器で検出される。b. 検出器に光子が入射する毎にパルスが発生する。

¹電波天文学の分野では電気信号の強度相関計測はそれより以前から行われていた

光子が検出されない時間が続くと光子数が多い可能性が排除されていく一方、光子が検出されると一転「案外光は強いのかも」となるわけだ²。

1.1 カオスの光

ランプや恒星が出している熱的光のモデルとして次のようなものを考える：光電場は光源を構成する原子それぞれからの寄与の和 $E(t) = \sum_i E_i(t)$ で書け、すべての原子は等価で異なる原子による電場 $E_i(t)$ 、 $E_j(t)$ ($i \neq j$) の間に位相相関はないとする。また同一原子による電場も時間差がある値 τ_c より大きければ位相相関はないと仮定する (τ_c は原子間の平均衝突時間や励起状態の自然寿命等で決まる)。

ここでいくつかの記号の定義をしておく：

$$E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (1)$$

$E(t)$ は実関数なので $\tilde{E}^*(\omega) = \tilde{E}(-\omega)$ 。

$$\begin{cases} E^{(+)}(t) \equiv \int_0^{\infty} \tilde{E}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\ E^{(-)}(t) \equiv \int_{-\infty}^0 \tilde{E}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \end{cases} \quad (2)$$

$E^{(+)}(t)$: 正の周波数成分

$E^{(-)}(t)$: 負の周波数成分

$$E^{(+)}(t)^* = E^{(-)}(t),$$

$$E(t) = E^{(+)}(t) + E^{(-)}(t)$$

検出器の応答速度は光の振動サイクルよりはずっと遅いので検出量は振動サイクルで平均化された強度 $I(t) = E^{(-)}(t)E^{(+)}(t)$ であり、

$$\begin{aligned} G^{(2)}(\tau) &= \langle I(t)I(t+\tau) \rangle_t \\ &= \langle |E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t)|^2 \rangle_t \\ &= \sum_i \langle |E_i^{(+)}(t+\tau)E_i^{(+)}(t)|^2 \rangle_t \\ &\quad + \sum_{i>j} \langle |E_i^{(+)}(t+\tau)E_j^{(+)}(t) + E_j^{(+)}(t+\tau)E_i^{(+)}(t)|^2 \rangle_t \\ &= N g^{(2)}(\tau) + N(N-1) \{ I_0^2 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \} \\ &\approx N^2 \{ I_0^2 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \} \end{aligned} \quad (3)$$

ここで $\langle A(t) \rangle_t$ は t に依存する量 $A(t)$ の t による平均、 $g^{(2)}(\tau) \equiv \langle I_i(t)I_i(t+\tau) \rangle_t$ 、 $I_0 \equiv \langle I_i(t) \rangle_t$ 、 $g^{(1)}(\tau) \equiv \langle E_i^{(-)}(t)E_i^{(+)}(t+\tau) \rangle_t$ 、また N は全原子数で $N \gg 1$ を仮定した。 $g^{(1)}(0) = I_0$ であり一方 $\tau > \tau_c$ なら $g^{(1)}(\tau) = 0$ なので $G^{(2)}(0) = 2G^{(2)}(\tau)$ ($\tau > \tau_c$) がわかる (図2)。

²量子的な例としては、状態 $\frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + |N\rangle)$ ($N \neq 0$) の光子数の期待値は $\frac{N}{2}$ だが1つ光子が検出されると状態は $|N-1\rangle$ に移り期待値は $N-1$ に ($N > 2$ ならば) 増える。

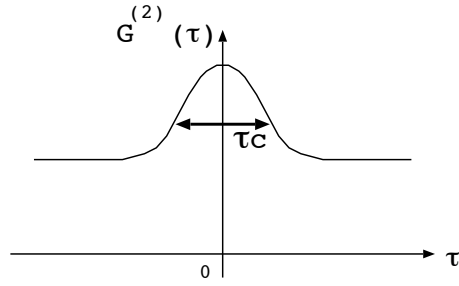


図 2: カオスの光では $G^{(2)}(\tau)$ は $\tau = 0$ で裾野での値の 2 倍の値を取り、またその膨らみの幅は τ_c 程度である。

1.2 $G^{(2)}(\tau)$ の性質 (古典論)

$G^{(2)}(\tau)$ は光強度 $I(t)$ を使って $G^{(2)}(\tau) = \langle I(t)I(t+\tau) \rangle_t$ と書け 2 次の相関関数と呼ばれる。さらに $I : t \mapsto I(t)$ 、 $I_\tau : t \mapsto I(t+\tau)$ として $G^{(2)}(\tau) = \langle I, I_\tau \rangle$ のように内積で書けば不等式 $G^{(2)}(0) \geq G^{(2)}(\tau)$ が成り立つのは明らかである。ただし $\tau = 0$ のときの $G^{(2)}(\tau)$ の値については少し注意が必要である。 τ が有限の場合は $G^{(2)}(\tau)$ に寄与する事象はある時刻 t_1 に 1 つの光子が検出され時刻 $t_2 = t_1 + \tau$ にもう 1 つの光子がされるという事例で、この場合 t_1 と t_2 で検出された光子は同一では有り得ない。しかし $G^{(2)}(\tau) = \langle I(t)I(t+\tau) \rangle_t = \langle I, I_\tau \rangle$ と書いた場合の $G^{(2)}(0)$ には 1 つ目の光子と 2 つ目の光子として 1 つの検出事象を 2 重にカウントしているものも含まれており、これが上記の不等式が常に成立する所以でもある。この 2 重カウントは物理的には次節のように検出器を 2 つ用意し相互相関を取ることによって、また数式上では後述するように光電場の量子化を行ない $I(t)I(t+\tau)$ を正規順序積 $:I(t)I(t+\tau):$ に置き換えることによって回避できる。

1.3 実際的な実験系

実際の光検出器は光子を検出したあと次の検出まで不感時間 (最近の APD で 35ns 程度) があため短い相関時間領域が測定できない。そこで検出器を 2 つ用意しそれらの信号の相互相関 $\langle I_1(t)I_2(t+\tau) \rangle_t$ を取るのが一般的である (図 3a)。ただしこの場合図 3b のように原子 i, j から出た光子がどのように検出器 1, 2 に入るかによって光路長差 Δl (この配置では $\Delta l \approx \frac{dD}{L}$) が生じるため (3) は

$$G^{(2)}(\tau) = N g^{(2)}(\tau) + N(N-1) \{ I_0^2 + |g^{(1)}(\tau)|^2 \langle \cos \frac{2\pi\Delta l}{\lambda} \rangle \} \quad (4)$$

と書き直される (λ は光の波長)。このため $\Delta l \gtrsim \lambda$ だと $\langle \cos \frac{2\pi\Delta l}{\lambda} \rangle \approx 0$ となり強度干渉 ($G^{(2)}(\tau)$ の原点付近の膨らみ) が現れない。なおこの性質を利用して、検出器の間隔 d を変えながら恒星からの光を受けることにより恒星の視直径 ($\frac{D}{L}$) を決定することが HBT の実験のそもそもの目的であった [2]。光学の実験では光をビームスプリッター (BS) で 2 本に分け鏡像の位置に

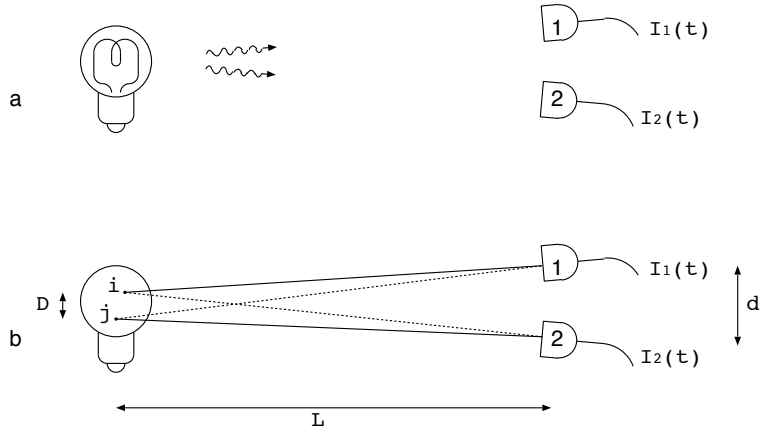


図 3: a. 光源で発生した光子を 2 つの検出器で受ける。b. 2 つの光子が 2 つの検出器で一つずつ検出される 2 つの組み合わせ (実線と点線) で光路長差が生じる。

置かれた 2 つの検出器に導くことにより検出器間の距離 d を実効的に 0 にすることが一般に行われる (図 4a)。ただしこの場合も受光面の大きさが光路長差をつくる要因となる。

1.4 2 光子計測の量子論

既に述べたように強度相関を表わす量 $I(t)I(t+\tau)$ には古典論では $\tau=0$ のとき 2 光子の検出による寄与と 1 光子検出を 2 重にカウントしていることによる寄与が混ざっている。量子論においては正規順序積 $:I(t)I(t+\tau):$ が 2 光子相関を表わす量として用いられる。何故か。まず変形

$$\langle :I(t)I(t+\tau): \rangle = \langle E^{(-)}(t)E^{(-)}(t+\tau)E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t) \rangle = |E^{(+)}(t+\tau)E^{(+)}(t)|^2$$

から明らかなようにこれは 2 光子が吸収されたことに対応する量である。もう少し詳しく見るために $\tau=0$ でも 2 光子が関与していることが明白な検出器が 2 つある場合を考える (図 4)。この場合 $I_1(t)$ と $I_2(t)$ は交換するので積の順序の問題も生じない。電場が BS によって受けるユニタリー変換は

$$\begin{cases} U_{BS}^\dagger E_1 U_{BS} = \sqrt{T}E + \sqrt{R}E' \\ U_{BS}^\dagger E_2 U_{BS} = -\sqrt{R}E + \sqrt{T}E' \end{cases}$$

である (T, R は BS の強度透過率と強度反射率)。BS の左から入る信号光を $|\phi\rangle$ (上からは”真空” $|0\rangle$ が入る) とすると検出器に入る光の状態は $U_{BS}|\phi\rangle|0\rangle$ であり強度相関信号は

$$\begin{aligned} G^{(2)}(\tau) &= \langle \phi | \langle 0 | U_{BS}^\dagger I_1(t) I_2(t+\tau) U_{BS} | \phi \rangle | 0 \rangle \\ &= \langle \phi | \langle 0 | U_{BS}^\dagger : I_1(t) I_2(t+\tau) : U_{BS} | \phi \rangle | 0 \rangle \\ &= RT \langle \phi | E^{(-)}(t) E^{(-)}(t+\tau) E^{(+)}(t+\tau) E^{(+)}(t) | \phi \rangle \\ &= RT \langle \phi | : I(t) I(t+\tau) : | \phi \rangle \end{aligned}$$

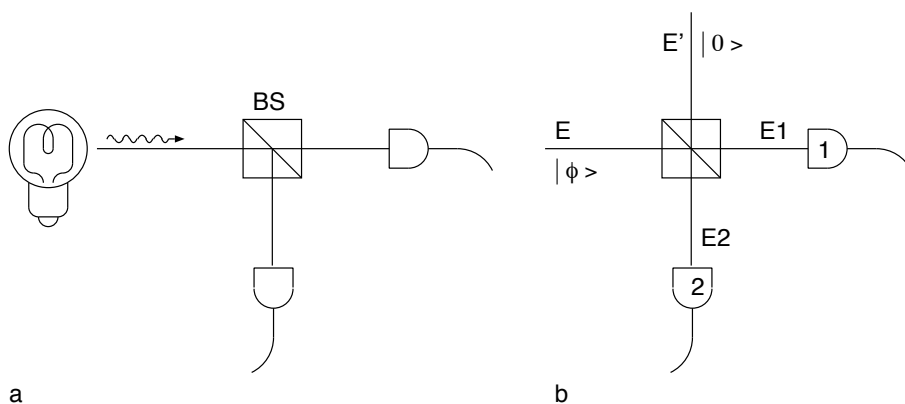


図 4: a. 光を BS で 2 つに分ける。b. BS の左から信号光が、上からは”真空”が入ってくる。

となつて正規順序を取った積が対応していることがわかる。なおこの計算から光路での光子の損失や検出器の量子効率が $G^{(2)}(\tau)$ の形に影響を与えないことも見て取れるだろう。

1.5 光子や原子の状態の例

ここでは既出のカオスの光以外の状態の例をいくつか挙げる。

1.5.1 コヒーレント状態

レーザーに対応するとされるコヒーレント状態 $|\alpha\rangle$ では $G^{(2)}(\tau)$ は定数である： $G^{(2)}(\tau) = \langle \alpha | : I(t)I(t+\tau) : | \alpha \rangle = |\alpha|^4$ 。これは状態が時間並進に対して不変であるという性質からくるのではなく、コヒーレント状態が消滅演算子の固有状態であり光子検出事象が光子状態を変えないため 2 つの光子検出過程が互いに影響を及ぼさないことによるものである。

なお原子においても熱的原子線と「原子レーザー」での強度相関の比較実験が行われており前者では $\tau = 0$ 近傍で正の相関が見られるのに対し後者ではどの時間領域でも相関が見られない [3]。

1.5.2 単一原子、単一量子ドットが放出する光

単一エミッタが発する光を相関計測すると $G^{(2)}(0)$ がほぼ 0 まで落ち込む。これは単一エミッタにおいては光子が放出された直後には系は基底状態にあり次の光子を放出するには再び励起状態になる必要があるため一定の時間がかかることによる。この性質を利用して $G^{(2)}(0)$ の値から光があたっている原子・量子ドットの個数を見積もったり $G^{(2)}(\tau)$ のくぼみの幅から励起速度を求めることができる。

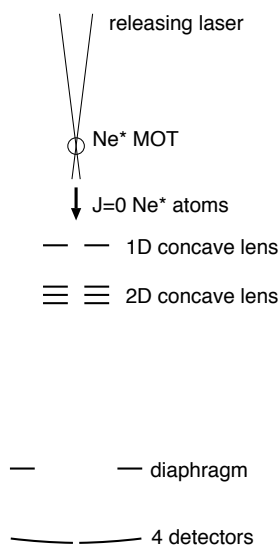


図 5: MOT に捉えられた Ne* 原子は解放光により別の準安定状態に遷移し冷却サイクルから外れ自由落下を始める。MOT の下方には球面状の検出面を持つ検出器が 4 つ置かれておりそれぞれでの検出事象間の相互相関が評価される。

1.5.3 熱的原子線

量子縮退状態にない熱的原子線ではボゾンの場合はカオスの光の場合と同じく $G^{(2)}(0) = 2G^{(2)}(\tau)$ ($\tau > \tau_c$) のバンチングが見られる一方統計性の違いからフェルミオンの場合は $G^{(2)}(0) = 0$ となると考えられる。

2 中性原子における相関計測実験

一般に原子線の流束は光と比べ何桁も小さく測定可能な相関時間の実質的下限は μs のオーダーである。これはまた単一原子を検出できる検出器の応答時間ともおおよそ一致する。一方粒子線の相関時間 τ_c とエネルギー幅 ΔE と温度 T との関係は $\Delta E \sim \frac{\hbar}{\tau_c}$ 、 $\Delta E \sim \frac{1}{2}k_B T$ であり、これから $\tau_c = 1\mu\text{s}$ には温度 $T = 15\mu\text{K}$ が対応していることがわかる。このように相関計測実験を室温原子を用いて行なうことは困難でレーザー冷却された原子源が不可欠である [4]。

2.1 冷却ネオン原子による 2 原子相関実験 [5]

原子で行われた最初の HBT タイプの実験である。実験の概略を図 5 に示す。レーザー冷却され磁気光学トラップ (MOT) に捉えられた準安定状態ネオン原子 ($1s_5$ $J = 2$) は波長 598nm の「解放光」にあたるともう 1 つの準安定状態 $1s_3$ ($J = 0$) にポンピングされ冷却サイクルから外れるので自由落下を始める。MOT の 82cm 下方には 4 つの領域に分割された金蒸着凹面

鏡が置かれておりこれに準安定状態ネオン原子があたると電子がはじき出されそれが分割に対応する4つのマイクロチャンネルプレート (MCP) で検出される。全体としてこれは凹面鏡を検出面とする4つの原子検出器として働く。4つの検出器の異なる組み合わせ (6通り) すべてについて検出イベントの相互相関が取られ積算される。

凹面鏡の曲率は波面 (等位相面) に合わせてある (理由は後述)。HBT タイプの実験においては検出面を波長精度で波面に合わせる必要はなく要求されるのは1つの検出器の検出面内での検出時刻のずれが観測したい相関現象の時間幅より十分小さいことである。光の場合相関幅を1nsとしても検出面の波面から30cmのズレが許容される。一方この実験における原子の検出面到達時の速度は約4m/sであり0.5 μ s程度の幅の相関現象を見たいとすると2 μ mのズレしか許されない (しかしド・ブroy波長5nmよりはずっと大きい)。このため検出面 (凹面鏡) の角度調整はシビアである。

光の場合は光速が一定のため検出時刻の差は光子が放出された時刻の差と考えることができた。しかし原子のように質量を持つ粒子の場合は速度分散があるため一般にはこのような読み替えをすることはできない。ただしこの実験のように定常な原子線では伝搬中も原子線のエネルギー幅は保存されるので相関計測で測定される時間コヒーレンス (エネルギー幅の逆数) は原子源でのそれと同じと考えて差し支えない。

有限質量の粒子では位相速度と群速度が異なることも一般には実験系の設計を複雑にする。しかしこれを逆に利用することも可能である。例えば微小な原子源から原子をパルス状に出し t 秒後前後に L だけ離れた位置で観測を行えば検出される原子の速度は (自由空間では) ほぼ $v = \frac{L}{t}$ に決まっており元々の速度幅よりずっと良好な単色性が実効的に得られる。

再度 $G^{(2)}(\tau)$ の表式を振り返ってみる。

$$\begin{aligned}
 G^{(2)}(\tau) &= \int \int \int |\psi(x_1, t)\psi(x_2, t + \tau)|^2 dx_1 dx_2 dt \\
 &= \int \int \int \{ \sum_i |\psi_i(x_1, t)\psi_i(x_2, t + \tau)|^2 \\
 &\quad + \sum_{i>j} |\psi_i(x_1, t)\psi_j(x_2, t + \tau) + \psi_j(x_1, t)\psi_i(x_2, t + \tau)|^2 \} dx_1 dx_2 dt \\
 &\approx \int \{ \int \sum_i |\psi_i(x_1, t)|^2 dx_1 \int \sum_j |\psi_j(x_2, t + \tau)|^2 dx_2 \\
 &\quad + \int \int [\sum_i \psi_i^*(x_1, t)\psi_i(x_2, t + \tau)] [\sum_j \psi_j^*(x_1, t)\psi_j(x_2, t + \tau)]^* dx_1 dx_2 \} dt
 \end{aligned} \tag{5}$$

ψ_i は i 番目の原子の波動関数で $\psi = \sum_i \psi_i$ である。最右辺の第2項が強度干渉項であるが i 番目と j 番目の原子の波数の差を Δk 、検出位置 x_1 と x_2 の波数方向の距離を Δx とすると $\psi_i^*(x_1, t)\psi_i(x_2, t + \tau)$ と $\psi_j^*(x_1, t)\psi_j(x_2, t + \tau)$ の位相差は $\Delta k \Delta x$ でありこれが π のオーダーになると強度干渉が失われる。これが検出面を波面と一致させることの原因である (そうすると $\Delta x = 0$ なので)。ただし一般には異なる原子 (状態) の波動関数は波数だけでなく波面も同一ではない [6]。

解放光は MOT の中心に集光されているので解放光のビームウエストのサイズが原子源の大きさをおおよそ決めており鉛直方向 (縦方向) に長い。そのままではコヒーレント領域が検出器全体をカバーしないために静電場による2次元凹レンズ³を用いて原子源を見かけ上縮小

³中性原子に対しては1次元・2次元の静電レンズは必ず凹レンズになる [7]

している (ビームを発散させることによりコヒーレンスの悪いビーム周辺部の原子を検出器の上に置かれた絞りの開口の外に押し出しているとも解釈できる)。縮小 (横) 倍率を M とすると縦倍率は M^2 なので縦方向にはより縮小され好都合である。

実験結果であるが、2次元凹レンズを働かせ波面を検出面と一致させた場合は $\tau = 0$ 近傍では中心で裾野の 2.0 ± 0.3 倍程度の相関事象数が観測されたが (半値全幅約 $0.24\mu\text{s}$)、2次元凹レンズの代わりに1次元凹レンズを使い同じ程度の検出頻度を保ちながらも波面が検出面と合っていない場合、及び検出面を意図的に傾けた場合は $\tau = 0$ 近傍の相関の増加はいずれもわずかなものにとどまった。

2.2 ボゾン vs フェルミオン [8]

ヘリウム4とヘリウム3での統計性の違いからくる2原子相関の振舞いの差を対比した実験である。実験配置はネオン (図5) のものと似ているが、原子源として磁気トラップを使って蒸発冷却により量子縮退に近い $0.5\mu\text{K}$ とネオンの実験の2桁程低い温度まで冷却していること、原子はパルス的に放出されること、原子の検出にMCPを直接使っていること (MCPの表面が検出面・MCPは検出面内で位置分解検出が可能) 等の違いがある。検出面が平面であり波面と一致していないことから相関は検出面内の個々の点で独立に計算される。すなわち検出面は分解能に等しい大きさ $500\mu\text{m}$ のセルに分割されていて1つ1つのセルが独立な検出器でありそれぞれのセルで1検出器のHBT実験が行なわれ、それが最後に合算されると考えてよい。実験結果であるがボゾンのヘリウム4では $\tau = 0$ 近傍で3%程の $G^{(2)}(\tau)$ の膨らみが観測され、一方フェルミオンのヘリウム3では6%程度のへこみが見られ、それらの半値半幅はいずれも約 0.2ms であった。膨らみやへこみの度合が1に比べてずっと小さいのは横方向のコヒーレンス長がMCPの位置分解能より1桁以上小さいため、としている。実際、コヒーレンスを向上させるために縮小光学系 (凹レンズ・ここでは共鳴に対して正に離調したレーザー光を用いている) を用いた場合はヘリウム3でのへこみは9%に向上した。

2.3 光格子から解放された原子の強度相関 [10]

1.3節で見たように光源の有限な大きさは相関を減少させるものであった。しかし光源が規則的に並んでいる場合は必ずしもそうではない。例えば図3bにおいて光源となる原子は i と j というインデックスを持つ2つだけとしその位置は固定されているとする。すると (4) を $\tau = 0$ で評価すると $(g^{(2)}(0) = 0, g^{(1)}(0) = I_0^2$ なので)

$$G^{(2)}(0) = 2I_0^2 \left(1 + \cos \frac{2\pi\Delta l}{\lambda}\right) \quad (6)$$

となり、 $\Delta l = \frac{dD}{L}$ に対して正弦的に変化する。つまり検出器の間隔 D を変えていったとき周期的に同時刻相関が大きいところと0となるところが交互に現れる。このような効果を使って原子の隠れた秩序を探る方法は文献 [9] で提案された。この節で紹介する実験はそれを実践したもので同時刻相関から原子源における原子の配列構造を明らかにしている。

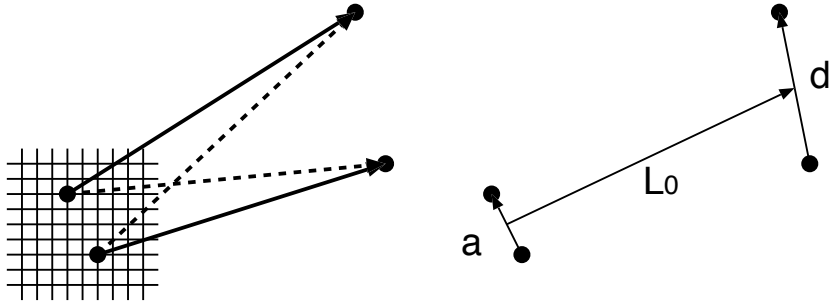


図 6: 光格子中に \vec{a} だけ離れて捉えられていた 2 つの原子は自由飛行の後 \vec{d} 離れて検出される。

原子集団は最初よく冷えた状態で 3 次元光格子に捕捉されており、その後 光格子ポテンシャルを切ってから時間 t の自由飛行の後 共鳴光をあて吸収像として検出される (飛行時間法・TOF)。光格子とは複数本の非共鳴レーザー光の干渉によってできた定在波により作り出される原子に対する 3 次元構造の周期ポテンシャルで、そこに捉えられた原子の波動関数はポテンシャルが浅い場合はトンネリングにより複数の格子点にまたがり一定の位相関係を持つので TOF では光格子の構造を反映した干渉像が観測される。しかしポテンシャルを深くしていくとトンネリングは実質的に禁止され原子の波動関数はそれぞれの格子点に局在化し (Mott 絶縁体状態)、TOF 像⁴は中心が濃く周辺に行くに従って薄くなっていくという以上の構造を持たないものになる。しかし実は TOF 像の揺らぎの中に原子の配列情報が隠されているのである。

原子が時間 t の自由飛行の間に距離 L だけ移動したとして、その間に受ける位相変化は $\phi = \frac{mc^2}{\hbar} \tau$ である。ここで τ は t に対応する固有時間で $\tau = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} t = \sqrt{1 - \frac{L^2}{c^2 t^2}} t \approx t - \frac{L^2}{2c^2 t}$ なので非相対論的領域で $\phi = \frac{mc^2}{\hbar} t - \frac{m}{2\hbar t} L^2$ である。

最初光格子中に \vec{a} だけ離れて捉えられていた 2 つの原子が時間 t の自由飛行の後 \vec{d} 離れて検出されたとしよう (図 6)。すると図で実線と点線で示された経路の位相差は (2 つの原子の初期位置の midpoint と検出位置の midpoint とを結ぶベクトルを \vec{L}_0 として)

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \frac{m}{2\hbar t} \left\{ \left(\vec{L}_0 + \frac{\vec{a}}{2} - \frac{\vec{d}}{2} \right)^2 + \left(\vec{L}_0 - \frac{\vec{a}}{2} + \frac{\vec{d}}{2} \right)^2 - \left(\vec{L}_0 + \frac{\vec{a}}{2} + \frac{\vec{d}}{2} \right)^2 - \left(\vec{L}_0 - \frac{\vec{a}}{2} - \frac{\vec{d}}{2} \right)^2 \right\} \\ &= \frac{m}{\hbar t} \vec{a} \cdot \vec{d} \end{aligned}$$

となる。従って原子が格子点に捉えられているとすると \vec{d} が逆格子ベクトル (の $\frac{\hbar t}{m}$ 倍) に等しい位置間隔での TOF 像の揺らぎの相関が大きくなっているはずである。果たして TOF 像上で \vec{d} 離れた位置の吸収強度の揺らぎの相関を積算した 2 次元マップを作ったところ逆格子構造が見事に現れたのであった。

なお文献 [11] は同様の実験を光格子ではなく分子に対して行なった実験として紹介されることが多いが、用いられた 2 原子分子を構成する原子は異なる種類のものなので HBT 的效果を見たものではない。

⁴正確には TOF 像の期待値。

3 おわりに

以上冷却中性原子を用いて行われた HBT タイプの 2 原子相関の実験の主なものを紹介したが、振り返ってみると初期の実験が「量子が示す奇妙な振る舞い」を見るためのものだったのに対し近年になると計測法として実践的なものに発展してきているのが見て取れるだろう。

参考文献

- [1] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, *Nature* **177**, 27 (1956).
- [2] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, *Nature* **178**, 1046 (1956).
- [3] A. Öttl, S. Ritter, and M. Köhl and T. Esslinger, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 090404 (2005), A. G. Manning, S. S. Hodgman, R. G. Dall, M. T. Johnsson, and A. G. Truscott, *Optics Express* **18**, 18712 (2010).
- [4] レーザー冷却については P. メスター (盛永篤郎、本多和仁訳) 「原子光学」シュプリンガーフェアラーク東京 (2003)、久我隆弘 「レーザー冷却とボーズ凝縮」岩波講座 物理の世界さまざまな物質系 〈5〉岩波書店 (2002) 等の教科書がある。
- [5] M. Yasuda and F. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3090 (1996)
- [6] 重心が原点にあるガウス型波束 $\phi(r) = \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{r^2}{a}\right)$ ($\vec{r} = (x, y, z)$) を $t = 0$ に解放・自由落下させると (重力方向 $-z$ 、重力加速度 g) 時刻 t には重心は $\vec{r} = (0, 0, -\frac{1}{2}gt^2)$ にあるが、等位相面は同心円でその中心は $\vec{r} = (0, 0, +\frac{1}{2}g(t^2 + 2\beta^2))$ である。ここで $\beta = \frac{ma}{\hbar}$ で通常は t に比べて無視できる大きさである。 <http://m.ils.uec.ac.jp/memo/qp/wavepacket/>参照。
- [7] W. Ketterle and D.E. Pritchard, *Appl. Phys. B* **54**, 403 (1992), M. Morinaga, *Appl. Phys. B* **79**, 679 (2004).
- [8] T. Jelte, J. M. McNamara, W. Hogervorst, W. Vassen, V. Krachmalnicoff, M. Schellekens, A. Perrin, H. Chang, D. Boiron, A. Aspect, and C. I. Westbrook, *Nature* **445**, 402 (2007).
- [9] E. Altman, E. Demler, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. A* **70**, 013603 (2004).
- [10] S. Fölling, F. Gerbier, A. Widera, O. Mandel, T. Gericke, and I. Bloch, *Nature* **434**, 481 (2005).
- [11] M. Greiner, C. A. Regal, J. T. Stewart, and D. S. Jin, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 110401 (2005).