

## 2つの光局在現象と、量子ウォーク

三宮 俊(株式会社リコー)

E-mail: suguru.sangu@jp.ricoh.com

ドレスト光子の非自明な物理現象と、量子ウォークとして知られる数学モデルで記述される諸特性が、あらゆる面で一致するという興味深い事実がある。つまり、量子ウォークの駆動原理とドレスト光子現象との間に何らかの本質的な類似性が存在する、ということであろう。筆者は量子ウォークの初学者であり多くは語れないが、この概念を初めて聞いたとき、20年以上前に筆者が(博士課程の研究テーマとして)行っていた光多重散乱現象の数値シミュレーションによく似ていることに驚いた。という前置きから、オプショナル科学フォーラムへの寄稿という機会を借りて、かつて「似て非なるもの」と理解した「局在(ドレスト)光子」と「光アンダーソン局在」について思考を巡らせてみたい。

20年以上前の筆者の仕事というのは、光多重散乱現象に現れる可干渉効果の数値シミュレーションであり、強い散乱と呼ばれる状況の再現を試みたものである。当時、「強い」「弱い」という用語がうまく解釈できず頭を悩ませていたが、量子ウォークのイメージを借りると、ノード(散乱粒子)間の伝達経路が少ない状況に対応している。このような光多重散乱物質(粉体、懸濁液、生体組織、ランダムフォトニック構造、等々)にコヒーレントな光を照射すると、物質外において観測される光に幾つかの興味深い光学特性が出現する。例えば、(1)光スペckル強度の非レイリー統計や、(2)後方散乱エンハンスメント現象、(3)ランダムレーザー(共振器構造のないレーザー発振現象)といったものである。(1)~(3)のいずれの場合も、物質中で散乱する光を(ビリヤード球の軌跡のような)離散的な光路の集合と見なしたときにループ構造をもつ光路が存在し、順方向と逆方向の時間反転対称性により強め合う干渉を生じることが起源となっている。(1)は光スペckル強度の確率密度関数が、単純な指数関数(レイリー統計)から光強度の強いものと弱いものの確率の増えた分布に変化するものであり、ループ構造が散乱物質内に光エネルギーを留め易くすることを意味している。(2)は光多重散乱物質に光(平面波)を入射し反射光を観察した場合に、光の入射方向に対し逆反射方向の観測光量が2倍に増加して見える現象である。観測点と物質内開ループとを結んだ閉ループ構造において、光学フーリエ面のちょうど中央(つまり無限遠方の点)で時間反転対となる光路の長さが一致し、強め合う干渉が働く。(物質中では開ループであることから、弱局在とも言われる。) (3)も同様に光多重散乱物質中に閉じたループを考え、この光路がランダムに形成されたレーザー共振器として機能することによりレーザー発振に導かれるという理解である。言葉を変えて強調すると、いずれの場合も複数の散乱粒子からなるネットワーク構造を、可干渉性をもつ光子が伝搬することで、波長に律即されたスケールで干渉現象が発現することに由来している。以下では、これらの現象を(当時筆者の頭を魅了していた)光アンダーソン局在という用語で代用する。

上記のような物理現象を再現(解析、設計)するために実際に行っていた数値シミュレーションについて概説したい。物質中の一つの散乱粒子に着目し、隣接粒子に接続する2D方向(D:次元)の伝達経路を考える。説明を簡略化するため、2次元の場合に限定すると、光散乱現象は $4 \times 4$ 行列(疑似的な散乱行列(S))で表され、反射波を表す対角成分の位相が、直進または直角に曲がる伝達経路に対して $\pi$ だけシフトする。また、各要素の(複素)振幅はユニタリー性を満たすように定める。この散乱行列は、各伝達経路に位相シフトを含めているものの、典型的な量子ウォークとして

知られる Grover ウォークの式そのものである。次いで、4 方向の散乱振幅に、空間伝搬を表す対角行列(F)を用いて  $0 \sim 2\pi$  のランダムな位相を付与することでランダムな光多重散乱物質を表現する。以上を行列演算として記述すると、 $\mathbf{A}^{(l,m)}(n+1) = \mathbf{F}^{(l,m)} \mathbf{S} \mathbf{A}^{(l,m)}(n)$  のようになり、2次元サイト  $(l, m)$  において時刻  $n$  の散乱振幅をもとに次ステップ  $n+1$  の散乱振幅が決定される。ただし、 $F_{11}^{(l,m)} = F_{44}^{(l,m-1)}$ ,  $F_{22}^{(l,m)} = F_{33}^{(l-1,m)}$  のように、隣接粒子間の位相関係が保持されている。この時間発展の式を全系の散乱粒子に対して求め、定常状態に達するまで計算を繰り返すことで、散乱経路が強く制限された状況下の光多重散乱現象がシミュレートできる。結果として、上述の(1)~(3)のような光多重散乱現象に現れる特異な可干渉効果がすべて説明でき、さらに発展的な検討を進められる、というのが筆者の(いま思えば稚拙な)研究であった。

さて、話を現在に戻したい。これまでの話をまとめると、ドレスト光子現象の隠れた本質を量子ウォークが極めて良く表現していて、また上述の回顧のように光アンダーソン局在の数値モデルは少なくとも一部の量子ウォークモデルと同形で、諸々の物理現象を説明できるということになる。そこで、これらのモデルの差異について考えてみたい。真っ先に思い当たるのは、物質境界の取り扱いである。量子ウォークによるモデリングでは、ナノプローブの境界や先端を少ないブランチをもつノードとして表現している。この場合、ユニタリー性を保つために、各ブランチに分配される重み係数(複素振幅)はその絶対値が大きくなるように割り当てられ、対称性の崩れたナノプローブ境界のドレスト光子の移動は速く、また散逸の大きな欠陥部分においてドレスト光子の存在確率が高くなる、といった特徴が発現する。一方、上述の光アンダーソン局在を記述するモデルでは、ブランチの数を変えるような操作は行っておらず、局在の起源は波長オーダーのループ構造である。同じ「局在」と言っても、その起源そしてスケールが異なっている。両者の違いは一見するとブランチ数という幾何学的な違いでしかないが、本質的には、光の分散関係からの逸脱、すなわちオフシェル領域の物理現象を垣間見ているのではないかと推察している。

それでは、ドレスト光子現象と光アンダーソン局在と全く異なるものかということ、そういうわけでもないというのが筆者の最近の想像である。これまで、筆者らが進めてきたドレスト光子と自由光子の変換に関わる考察[2]を思い起こすと、ドレスト光子は物質形状を反映した空間分布をもつ中間的なモードを経由して初めて外界へ自由光子として放出されるのであり、オフシェル領域の高い波数をもつ光子が作る時間反転ループ構造がこの中間的なモードの候補であってもよさそうである。少し言い方を変え、ナノプローブ先端のような非対称な位置にピン止めされた多数の(大小の)ループ構造があると考えたら、これは逆正弦法則の端部と同等と見なせ、ドレスト光子の局在を説明しているようにも思われる。

以上、想像に想像を重ねた議論になってしまったが、ドレスト光子の局在と光アンダーソン局在、似て非なるものとしてかつて解釈した2つの光局在現象について、改めて再考してみた。量子ウォークという窓を通して両者を見たところ、その共通性は何やら無視できないもののように感じられる。過去の自身の仕事が最先端の光学理論へとつながるという、この上なく嬉しい展開がこの先にあることを期待したい。

## 参考文献

- [1] S. Sangu, et al. Opt. Rev. 6 (1999) 104.
- [2] S. Sangu and H. Saigo, Symmetry 13 (2021) 1768.