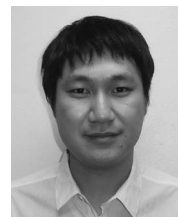


# ライマンアルファ輝線輻射輸送計算で 探る銀河形成



矢島 秀伸

〈東北大学学際科学フロンティア研究所 〒980-8578 仙台市青葉区荒巻字青葉6-3〉

e-mail: yajima@astr.tohoku.ac.jp

ライマンアルファ ( $\text{Ly}\alpha$ ) 輝線で明るい銀河ライマンアルファエミッター (LAEs) は、宇宙年齢数億年から現在に至るまで大量に存在している。しかし、銀河がどのような状態にあるときに、大量の  $\text{Ly}\alpha$  光子が放射されるかはいまだわかっていない。本研究では、3次元の流体シミュレーションと  $\text{Ly}\alpha$  輝線輻射輸送計算を組み合わせることで、銀河の各進化段階における  $\text{Ly}\alpha$  輻射特性を明らかにした。本稿では LAEs の形成、進化について、その理論メカニズムを解説する。

## 1. はじめに

近年の観測装置の目覚ましい発展により、宇宙初期の天体形成史が現在明らかになりつつある。これまで、遠方の銀河を観測するうえで重要な役割を担ってきたのが水素のライマンアルファ ( $\text{Ly}\alpha$ ) 輝線である<sup>1)</sup>。銀河の形成初期にはガスの冷却や大質量星からの紫外線による電離過程を経て、銀河から強い  $\text{Ly}\alpha$  輝線が放射される。これらの銀河はライマンアルファエミッター (LAEs) と呼ばれる。このような LAEs の存在は 1960 年代にはすでに理論的に予言されていたが<sup>2)</sup>、実際に観測が可能になったのは 1990 年代に入ってからである<sup>3)</sup>。その後はすばる望遠鏡やケック望遠鏡、ハッブル宇宙望遠鏡の登場により LAEs の観測的研究は飛躍的に進んだ。現在では観測された LAEs は数千個以上になり、最遠方 LAE の記録は赤方偏移 8.7 に達している<sup>4)</sup>。  $\text{Ly}\alpha$  光は、その光度やラインプロファイルの形から、銀河内の星形成やガスの速度場の情報が得られるため、銀河を見つめるだけでなく銀河形成を理解するうえで非常に重要な光である。

また、近年大規模な LAEs のサーベイから宇宙

の 3次元地図を作製し、ダークエネルギーの性質を探る試みもなされている<sup>5)</sup>。そして、  $\text{Ly}\alpha$  光が銀河間ガスの中性水素ガス雲にも散乱されることから、LAEs の数密度やラインプロファイルを用いて宇宙再電離の研究も行われている<sup>6)</sup>。このように、LAEs は銀河形成の研究にとどまらず、近年ますますその重要性が高まっている。

しかしながら、観測による研究が進んでいる一方で、LAEs に対する理論的な理解はまだあまり進んでいない。それは、  $\text{Ly}\alpha$  光の複雑な輻射輸送過程のために、銀河がどのような状態にあるときに  $\text{Ly}\alpha$  光で明るくなるのかがわからないためである。  $\text{Ly}\alpha$  光は静止した一様密度の平行平板ガスや球対称ガス雲に対しては解析解があるが<sup>7),8)</sup>、銀河内のガスの速度場や、ダスト吸収、複雑な電離構造を考慮するためには数値シミュレーションによるアプローチが必要となる。

本稿では、近年筆者らが取り組んできた数値シミュレーションによる LAEs の理論研究について紹介する。詳細な輻射輸送計算を通して、LAEs がどのように形成され、進化していったのかについて、その理論メカニズムを以下に解説する。

## 2. Ly $\alpha$ 光子の放射と輸送過程

Ly $\alpha$ 光は水素の基底状態1sと励起状態2p間の遷移によって、吸収・再放射される共鳴線である。そのため、散乱断面積は非常に大きく（中心振動数付近： $\sim 10^{14}$  cm $^2$ ）、銀河内で多重散乱を起こしながら長距離進み、最終的に銀河外に脱出するか、もしくは途中でダストに吸収される。Ly $\alpha$ 光は実空間でのランダムウォークと同時に振動数空間でも激しく移動する。このLy $\alpha$ 光の輸送過程を考えるうえで重要なのがラインプロファイルである。

Ly $\alpha$ 光のラインプロファイルは、水素原子の熱的な運動によるドップラーコア（指数関数）と、量子力学的不確定性関係によるローレンツウィング（べき乗関数）からなる。2p状態でのアインシュタインA係数が大きいことからローレンツウィングの部分が無視できず、銀河からの光子脱出においては非常に重要な役割を担う。散乱の際にLy $\alpha$ 光の振動数は変化するが、その変化は、入射時の振動数、入射角、散乱角、水素の運動量ベクトルで決まる。ドップラーコア内の散乱の場合、散乱体の水素に乗った系では光子は中心振動数（付近）になっている。つまり、ドップラーシフトの結果、Ly $\alpha$ 光の振動数が中心振動数になるような速度成分をもつ水素のみが効率良くLy $\alpha$ 光を散乱する。このとき、実験室系では、散乱する方向が入射角と平行ならコヒーレントな散乱になるが、90度に近づくと入射時の振動数の情報は失われ、中心振動数付近の光子として散乱されることになる。

一方、ローレンツウィングでの散乱の場合、散乱体の水素に乗った系においても、入射してくるLy $\alpha$ 光は中心振動数からずれてウィングにある。そのため、実験室系でも散乱する方向によらずコヒーレントな散乱に近くなる。したがって、コア内での散乱では頻繁に中心振動数に戻されてしまうが、いったんウィングの部分に移動すると、そのまま中心振動数からさらに離れて銀河から脱出

する場合が多い。

問題は、ウィングのほうまで振動数が移動するのが先か、ダストに吸収されるのが先かである。これらは銀河内のガスの速度場、ダスト分布、複雑な電離構造に依存する。

Ly $\alpha$ 光の放射源に関しては主に二つの過程がある。一つは大質量星が周りのガスを電離し、その電離ガスが再結合する際に放射されるものである。もう一つは、高いエネルギーをもつ自由電子が水素に衝突することで2p状態へと励起し、その後の脱励起によって放射されるものである。電離起源のLy $\alpha$ 放射率はガスの電離度に比例して大きくなる一方で、衝突励起起源のLy $\alpha$ 放射率は電離度が大きくなりすぎると、中性水素が減ってしまい放射率は小さくなる。これら、Ly $\alpha$ 光の放射率と輸送過程をコンシステントに解くために、われわれはモンテカルロ法に基づいて多波長輻射輸送計算コードART $^2$ を開発した<sup>9)</sup>。ART $^2$ は各星団から放射される電離光子の輸送を解くことで、銀河内の電離構造を計算する。その後、Ly $\alpha$ 光の放射率を見積もり、Ly $\alpha$ 光の輸送を与えられた電離構造、ダスト分布、ガスの速度場の中で解き、銀河から放射されるLy $\alpha$ 光度を計算する。また同時に、星、ダストから放射される紫外線から赤外線までの連続波の輸送も同時に行い、より詳細な観測との比較を可能にする。以下にART $^2$ を用いたわれわれのシミュレーション結果を紹介する。

## 3. LAEから天の川銀河への進化

LAEsの大規模な観測サーベイが進むにつれ、LAEsの空間的なクラスタリングも調べられるようになった。それにより、LAEsを含むハローの質量が推定され、例えば赤方偏移 $\sim 3$ -7のLAEsの典型的なハロー質量は $10^{11}$  Msunであることが示唆された<sup>10)</sup>。そして、これらのLAEsは赤方偏移0付近ではわれわれの住む天の川銀河程度のシステムに成長していることが示唆されている<sup>11)</sup>。つまり、天の川銀河の祖先となる銀河はLAEで

あった可能性があるのだ。われわれはその可能性を踏まえ、宇宙論的流体計算において赤方偏移0で天の川銀河に近い質量やサイズ、形態の銀河が作られる特別な初期条件<sup>12)</sup>を用いて、高赤方偏移( $z > 10$ )から赤方偏移0に至る天の川銀河の進化を計算した。まず、SPH法を用いた流体計算コードGadget-3により、ガスダイナミクス、星形成史などを計算し、銀河の形成、進化をシミュレートした。その後、各進化段階において電離構造、Ly $\alpha$ 光を含む多波長輻射輸送計算を実行した。

まず、初期宇宙ではハロー質量が大きくなっていくとともに星形成率も大きくなり、ハロー質量が $10^{11}$  Msunを超えた辺りでLy $\alpha$ 光度が現在の観測で検出可能な大きさ ( $10^{42}$  erg s $^{-1}$ 程度)になることがわかった<sup>13)</sup> (図1)。

その後、星形成が進み、赤方偏移3以下になると銀河内の金属量とダストが増え、これによって光子脱出率が下がる。また、Ly $\alpha$ 光のもとになる電離光子が水素を電離する前にダストに吸収されてしまう。したがって、ダスト汚染によるこれらの効果により、Ly $\alpha$ 光が紫外連続波に対して優位に小さくなる。このときには、Ly $\alpha$ 輝線の弱いライマンブレイク銀河となる。その後、赤方偏移0付近ではディスク銀河へと形態が落ち着き、ディスクに対してフェイスオンではLAEだがエッジオンではLAEではないという、観測角度による輻射特性の変化が大きくなる (つまり、われわれの天の川銀河もフェイスオンから見れば、いまだLAEである可能性がある)。したがって、観測的に示唆されていたLAEsのホストハローの質量や、赤方偏移0で天の川銀河程度のシステムになることを、数値シミュレーションにより実証することに成功した。

ではこのLy $\alpha$ 光に寄与しているプロセスは電離起源と衝突励起起源のどちらだろうか？ 図2は全体のLy $\alpha$ 光度のうち、衝突励起起源のLy $\alpha$ 光が寄与する割合である。赤方偏移6以上では、半分以上のLy $\alpha$ 光が衝突励起により作られていること

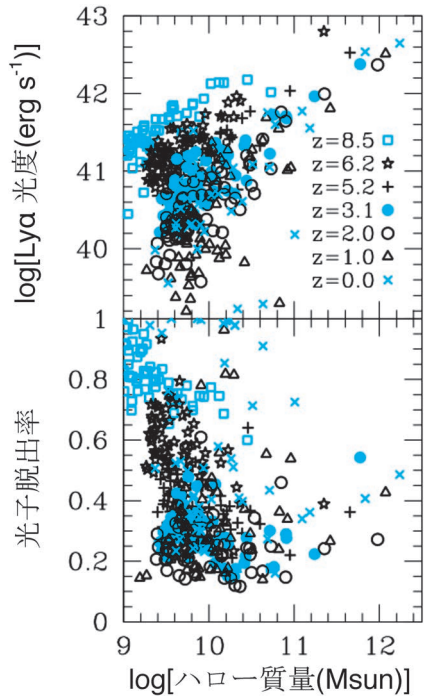


図1 Ly $\alpha$ 光度、光子脱出率とハロー質量との関係。シンボルの違いは各赤方偏移を示している。

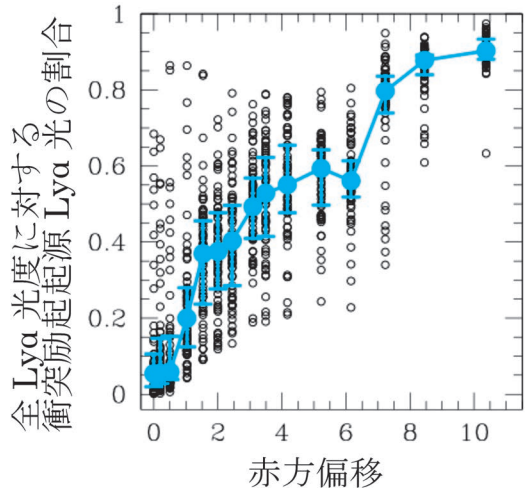


図2 全Ly $\alpha$ 光度のうち、衝突励起によって放射されたLy $\alpha$ 光の割合。白丸は計算ボックス内の各銀河。青丸と実線は各赤方偏移でのメディアン値を示している。エラーバーはサンプル内25-75%の範囲である。

がわかる。特に、高赤方偏移では、銀河間ガスからの大量の冷たいガス降着が大きく寄与している。これは、降着してきたガスがハローのビリアル温度まで上がらず、1万K付近の温度を保ったまま銀河中心付近まで運ばれる現象である。このとき、この冷たいガス流はLy $\alpha$ 光による冷却によって1万K付近の温度を維持している。

高赤方偏移で衝突励起起源のLy $\alpha$ 光が優勢になる理由は以下のように考えられる。まず、衝突励起過程による銀河形成初期の冷却光の放射率を、ビリアル化した際の熱エネルギーをハロー内の平均密度におけるダイナミカル時間で割って評価する。そうすると赤方偏移依存性は5/2乗となる。一方、光電離起源の場合は星形成率に比例する。星形成率は、冷たいガスの質量を(冷たいガスの)ダイナミカル時間で割った量で評価する。その際冷たいガスの密度は赤方偏移に寄らないとし、冷たいガスの総質量はハロー質量に比例するとする。実際に、シミュレーションにおいて高赤方偏移ではハロー質量と星形成率は一次に比例している。そうすると光電離起源のほうは、ハロー質量には依存するが赤方偏移には寄らない。したがって、高赤方偏移では衝突励起起源のLy $\alpha$ 光が支配的になりそうである。実際には、熱エネルギーの何割をLy $\alpha$ 光によって逃がすか、星形成がどのように進むかは複雑なバリオン物理によるため、上記のような綺麗な依存性にはならない。高赤方偏移で衝突励起起源のLy $\alpha$ 光が卓越している場合、観測されたLAEsのLy $\alpha$ 光度から星形成率への変換が直接できなくなるため、注意が必要である。銀河間ガスによる散乱が大きい場合、衝突励起と光電離のどちらが支配的かは、Ly $\alpha$ 輝線とH $\alpha$ 輝線の比を見積もることによりわかる。今後のジェームスウェット宇宙望遠鏡(JWST)による分光観測により、高赤方偏移LAEsのH $\alpha$ 輝線を観測し、これらを定量的に調べることができると期待される。

また、冷たいガス降着流からのLy $\alpha$ 光が支配的

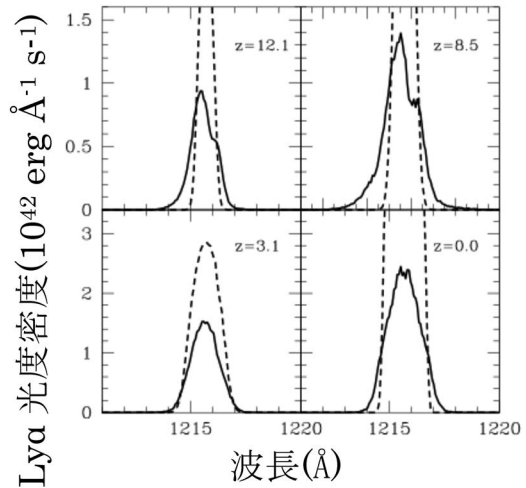


図3 Ly $\alpha$ ラインプロファイル。点線はガスから放射された際のラインプロファイル。実線は銀河の外へ脱出した際のラインプロファイル。

なとき、Ly $\alpha$ 光は降着流と散乱しながら銀河の外へ脱出する。その際、ガスに乗った系では、Ly $\alpha$ 光はブルーシフトしており、中心振動数付近のLy $\alpha$ 光は実験室系では赤い側に相当する。結果として、図3に示されるように、(実験室系で)赤い側の波長が選択的に散乱されるため、ラインプロファイルは青い側にバンプをもつインフロー型となる<sup>14)</sup>。低赤方偏移では、もともとのプロファイルに比べ光子がどちらのウィング部にも有意に移動しておらず、中心振動数に対して対称な形となっている。これは低赤方偏移では銀河内が高く電離されることと、ウィング部に移動する前にダストに吸収されるためである。赤方偏移6以上でラインプロファイルがインフロー型の場合、残念ながらほとんどのLy $\alpha$ 光が銀河間ガスに散乱されてしまい、観測による実証は難しい。

#### 4. LAE種族の変わった天体たち

前述のように、数値シミュレーションにより典型的な明るさのLAEsの再現には一部成功した。一方で、LAEs種族の中の変った天体であるライマンアルファブロップ(LAB)や、大きい輝線



等価幅をもつLAEsについては同時に再現できていない。これらについては、個別のシミュレーションによりモデル化を試みた。以下に説明する。

#### 4.1 LAB

ほとんどのLAEsは非常にコンパクトであることが知られている。一方ある割合で、Ly $\alpha$ 光の分布が30-100 kpcと大きく広がり、Ly $\alpha$ 光度が $10^{43-44}$  erg s $^{-1}$ と非常に明るい天体がいる。これらはLABと呼ばれる<sup>15),16)</sup>。その明るさと広がりの原因はいまだよくわかっていない。

筆者らは前述のシミュレーションでは考慮されていなかった、大質量銀河同士の合体過程を考えた<sup>17)</sup>。銀河合体の際に、潮汐力、バー不安定を通してガスの角運動量が効率よく輸送され、銀河中心で爆発的星形成が誘起される。また、銀河同士の間には潮汐力によりガスのブリッジができる。したがって、Ly $\alpha$ 光の光源となる大量の若い星と、Ly $\alpha$ 光を散乱させる広がったガスの分布という両方が一度に満たされるわけである。しかしながら、爆発的星形成は同時に大量のダストも生成する。したがって、何割のLy $\alpha$ 光がダストに吸収されず、散乱しながら観測されるかは数値シミュレーションにより定量的に調べる必要がある。

われわれは $7 \times 10^{12}$  Msunのディスク銀河同士の合体を孤立系の流体シミュレーションにより計算し、各進化ステップに対して輻射輸送計算を実行した。図4は合体中の銀河のLy $\alpha$ 表面輝度分布である。最初のインパクト直後に、その大きさは $\sim 50$  kpc程度となり(表面輝度が $10^{-18}$  erg s $^{-1}$  cm $^2$  arcs $^2$ 以上の部分)、明るさは $10^{44}$  erg s $^{-1}$ に達する。このとき $\sim 80-90\%$ の光子はダストに吸収されている。

その後、2度目のインパクトを経て、二つの銀河は一つへと合体していく、それに伴いLy $\alpha$ 光の明るさ、サイズともに徐々に小さくなっていく。インパクトの瞬間はガスが圧縮されることにより、その中でLy $\alpha$ 光は捕捉されほとんどがダスト

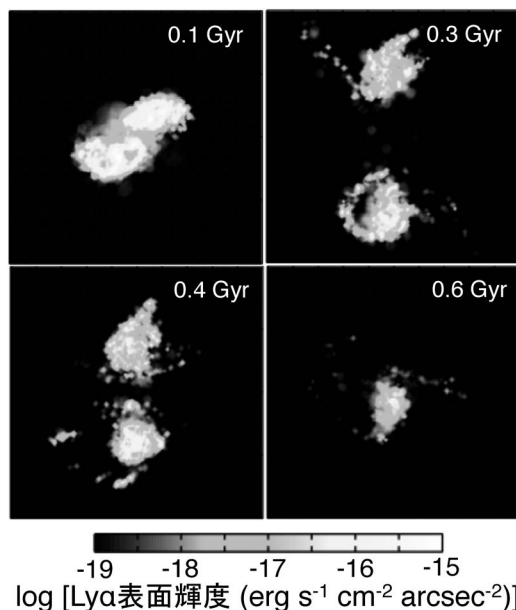


図4 銀河合体中の各進化時間におけるLy $\alpha$ 表面輝度分布。

に吸収される。その結果、光子脱出率は1%程度まで小さくなる。したがって、インパクト時に星形成率は急激に上がるものの、Ly $\alpha$ 光度自体は大きく変化しないことがわかった。

ここでの計算では残念ながらLy $\alpha$ 光の広がりは100 kpcには至っていない。今回の計算は孤立系で行われたが、宇宙論的シミュレーションにより、フィラメント状の銀河間ガスに沿った大質量銀河同士の合体を考えることで100 kpcクラスの巨大ブロッブが作られる可能性がある。

筆者らのモデルのほかに、多重超新星爆発によるスーパーバブルの形成と、そのシェルからの冷却光によりLABを説明するモデルや<sup>18),19)</sup>、活動銀河核からの強烈な紫外線輻射によって説明するモデルがある<sup>20)</sup>。どのモデルが支配的なのか、それともさまざまなモデルが混ざり合っているのかは、今後宇宙論的シミュレーションにより統計的に調べ、観測と比較していく必要がある。

#### 4.2 異常に大きい輝線等価幅をもつLAEs

LAEsを特徴づける量として輝線等価幅(EW:

Equivalent Width) がある。それはLy $\alpha$  フラックスを紫外線連続波の単位波長あたりのフラックス密度 (1,300 Å 付近) で割ったもので、波長の次元をもつ。EWは銀河のスペクトルが青いほど紫外線連続波に対する電離光子の強度が大きくなり、EWも大きくなる。Salpeter初期質量関数を考えた場合、非常に年齢が若い星団を考えた場合EWはせいぜい400 Å程度である。しかしながら、数パーセントの割合でEWが400 Åを超えるLAEsが混ざっており、その起源は謎であった<sup>21)</sup>。

その一つのモデルとしては、種族III星を含み、スペクトルが非常に青いことである。もし、種族III星がいると、星の有効温度が高い(約10万ケルビン)のために、周辺のヘリウムが二階電離した状態になり、それに付随した輝線が放射されるはずである。しかし、EWが大きいLAEsからヘリウム二階電離起源の輝線はほとんど検出されていない<sup>22)</sup>。

もう一つのモデルは、クランピーなガス雲を考えた選択的減光モデルである<sup>23),24)</sup>。もし、ダストの大半が高密度ガスクランプの中だけに存在していると、Ly $\alpha$ 光はダストに吸収される前に水素に散乱されガスクランプの外に弾き出されてしまう。一方、紫外線連続波は中性水素とは反応せずガスクランプ内に侵入できるのでダストに吸収される。これにより、紫外線連続波のみが選択的に減光を受けることでEWが大きくなるのである。しかしながら、現実的には高密度ガスクランプ内で星が生まれ、それに付随してLy $\alpha$ 光が放射され

ることや、ガスクランプの外にもダストは存在するため、結果的に紫外線連続波だけでなくLy $\alpha$ 光もダスト吸収を受けてしまい、この機構はあまり機能しないことが近年のシミュレーションでわかってきた<sup>25)</sup>。

そこで、筆者らは新たなモデルとして光子捕捉現象を考えた<sup>26)</sup>。1次元球対称シェルモデルにおいて、中心で星形成が起こり、指数関数的に減衰していく状況を考える。図5がモデルの概略図である。星形成初期においては、電離波面は銀河中心域付近にとどまっている。そのとき、紫外線連続波は銀河外へ脱出する一方で、Ly $\alpha$ 光は散乱によって電離領域内に長時間捕捉される。したがって、この初期フェイズではEWはほとんどゼロとなる。その後、星の質量が大きくなるとともに電離波面は外側へと伝播していき、銀河内全体が電離した状態となる。そのとき、銀河内のガスはLy $\alpha$ 光に対しても光学的に薄くなる。結果として捕捉されていたLy $\alpha$ 光が急に銀河外へ放出され、一時的にEWが異常に大きくなる。まさにLy $\alpha$ フラッシュと呼べる状態である。筆者らのモデル計算では、図6に示されるように、EWは最大で1,200 Å程度まで大きくなるのがわかった。その後、星形成率が小さくなるにつれ銀河内の中性度が大きくなり、再びLy $\alpha$ 光子は捕捉される。そして多重散乱によって、100万年程度のタイムラグの後、Ly $\alpha$ 光は銀河から再び脱出して小さいEWをもった状態となる。その後星全体の平均的

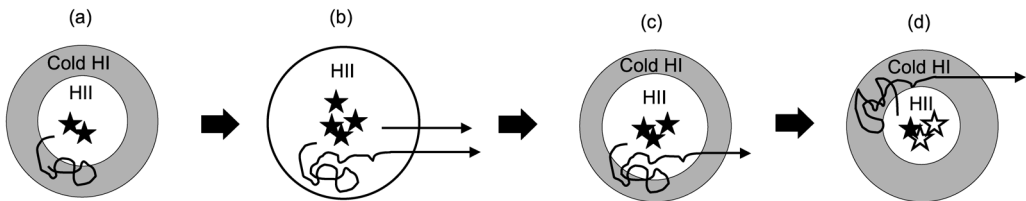


図5 モデルの概略図。(a)は星形成初期のフェイズ。銀河中心付近のみが電離されており、外側の中性水素ガスによりLy $\alpha$ 光子はトラップされている。(b)のフェイズでは星質量が大きくなり銀河全体が電離される。それによってトラップされていたLy $\alpha$ 光子が銀河の外へ大量に放出される。(c)のフェイズでは星形成率が小さくなり、外側が再び中性水素ガスで覆われる。Ly $\alpha$ 光子は長時間トラップされたのち徐々に銀河の外へ漏れ出す。(d)のフェイズでは星団の平均的の年齢が古くなり、Ly $\alpha$ フラックスは小さくなる。

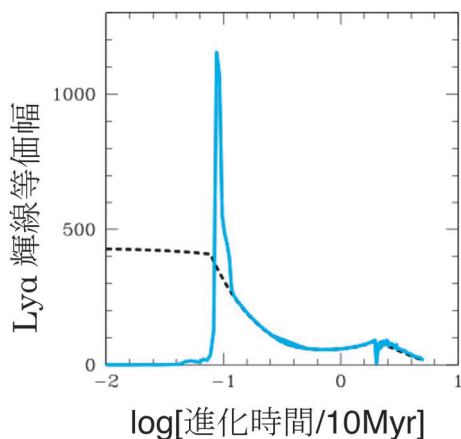


図6 Ly $\alpha$ 輝線等価幅の時間進化. 実線は光子捕捉現象を考慮した場合, 点線は考慮しない場合の輝線等価幅. ハロー質量は $10^{11}$  Msun. 赤方偏移は3. ガスはNFWダークマターポテンシャルに対して静水圧平衡を仮定している. 星形成率は $\text{SFR}=0.5$  (ハロー質量/ $10^{10}$  Msun)  $\exp(-t/10 \text{ Myr}) \text{ Msun yr}^{-1}$ .

な年齢が古くなるにつれ, 銀河は赤くなり LAEs ではなくなる. ここでの計算ではダスト吸収は考慮していない. われわれの簡単な見積りによると, 光子捕捉現象により EW を有意に増大させるためには, 電離領域内のダストのガスに対する質量比が太陽近傍の数十分の1以下程度である必要があることがわかった.

ここでの計算では, 電離構造が変化していく中で同時に Ly $\alpha$  光の輻射輸送を解いた. これは, 1次元球対称シェルモデルを用いて計算量を減らすことで可能となった. 今後, より現実的な3次元の銀河形成シミュレーションにおいて, 光子捕捉現象を考慮した Ly $\alpha$  光の輻射輸送を解くためには, 計算量を減らす新しい計算スキームが求められる.

## 5. まとめと今後の課題

筆者らは, Ly $\alpha$ 輝線, 電離光子, 非電離紫外線連続波の輸送とダストの温度, 熱放射を同時に計算する多波長輻射輸送計算コードを自ら開発し, 流体計算と組み合わせるといった直接的な方法で

LAEsの理論モデルの構築を行った. 結果として, 高赤方偏移LAEsから天の川銀河へ至る進化, 銀河合体による広がった Ly $\alpha$  ソースの形成, 光子捕捉現象と瞬間的解放による異常に大きい Ly $\alpha$ 輝線等価幅天体の形成を明らかにした.

一方で, LAEsの光度関数, クラスタリング, 環境効果などの統計的な研究は, 数値シミュレーションにおいてあまり進んでいない. 計算する体積が大きくなるため, 星間ガスの構造を分解しながら大量の銀河を同時に計算することが難しいためである. 計算機の発展に伴い近いうちに進展することが期待される.

最後に, JWSTやTMT, 現在稼働中のアルマ望遠鏡などで赤方偏移10以上の初代銀河を観測することが計画されている. 今後10年で初代銀河観測が大きく進み, 盛んになると期待される. 初代銀河は重元素が少ないため, 同時に初代LAEでもあるだろう. 以下に初代LAE形成を考えるうえで, (本稿の計算では取り入れられていない) 重要な問題を簡単に紹介する.

### 5.1 Ly $\alpha$ 輝線輻射流体過程

これまで, 銀河からどのように Ly $\alpha$  光が放射されるかを見てきたが, 銀河の質量が小さい場合 Ly $\alpha$  光そのものが銀河内のガスダイナミクスに影響を与えることが考えられる. 光電離起源の Ly $\alpha$  光を考えた場合, エネルギーとしては電離光子に比べ若干小さい. しかし, Ly $\alpha$  光の多重散乱による光子捕獲現象により, 光子密度が大きくなるため輻射圧が無視できなくなる. Dijkstraらの1次元球対称モデルにおける計算では, Ly $\alpha$  輻射圧によって, 銀河アウトフローが駆動されることが示唆された<sup>27)</sup>.

また, 筆者らはもう一つの Ly $\alpha$  輻射流体過程として, 高密度 Ly $\alpha$  光子場中での散乱過程による輻射粘性の効果を提案した<sup>28)</sup>. 初代星ミニハロー周辺では, 100万年程度の短いタイムスケールで, Ly $\alpha$  輻射粘性により降着ガスの角運動量が輸送されることを示した.

これら Ly $\alpha$  輻射圧、輻射粘性は、初代星ミニハローや初代銀河内のガスダイナミクスに大きく影響を及ぼす可能性が示唆されたが、流体力学とコンシステントに解く Ly $\alpha$  輻射流体計算が行われた例はこれまでにない。今後の数値シミュレーションにおけるコード開発、計算が期待される。

## 5.2 ダストの形成・破壊

本稿での研究では、重元素ガスとダストの質量比を一定と仮定することで銀河内のダスト分布をモデル化した。しかし、近傍銀河ではダストと重元素ガスの質量比はよく相関しているものの<sup>29)</sup>、初期宇宙ではその比は大きく変わりうる。ダストの組成、サイズ、量によって Ly $\alpha$  輝線を含む多波長輻射特性は大きく変わるため、アルマ望遠鏡や JWST によって初代銀河がどのように観測されるかに大きくかかわる。

また、ダスト表面では水素分子が効率良く形成される。したがって、初代銀河内でのダストの性質により、銀河内の分子雲形成、星形成が大きく変わる<sup>30)</sup>。そして、前述の Ly $\alpha$  輝線輻射流体においても、光子の捕捉時間を計算するうえでダスト吸収が重要となる。

したがって、今後はダストの形成・破壊や、光子捕捉現象など、マイクロな過程をどのように上手く取り入れるかが初代銀河を解き明かす鍵となるだろう。

## 謝辞

本稿の内容は、Yuexing Li 氏、Tom Abel 氏、Sadegh Khochfar 氏、Qirong Zhu 氏、Caryl Gronwall 氏、Robin Ciardullo 氏との共同研究がもとになっています。また、博士論文における指導教官の梅村雅之氏には、本研究における素過程の勉強や、計算手法においてたくさんの助言をいただきました。この場を借りて、御礼申し上げます。

最後に、本稿を執筆する機会を与えていただいた富永望氏に感謝いたします。

## 参考文献

- 1) Iye M., et al., 2006, Nature 443, 186
- 2) Partridge R. B., Peebles P. J. E., 1967, ApJ 147, 868
- 3) Hu E., McMahon R. G., 1996, Nature 382, 281
- 4) Zitrin A., et al., 2015, arXiv 150702679
- 5) Adams J. J., et al. 2011, ApJS 192, 5
- 6) Kashikawa N., et al., 2006, ApJ 648, 7
- 7) Neufeld D. A., 1990, ApJ 350, 216
- 8) Dijkstra M., Haiman Z., Spaans M., 2006, ApJ 649, 14
- 9) Yajima H., Li Y., Zhu Q., Abel T., 2012a, MNRAS 424, 884
- 10) Ouchi M., et al., 2010, ApJ 723, 869
- 11) Gawiser E., et al., 2007, ApJ 671, 278
- 12) Scannapieco, C., et al., 2012, MNRAS 423, 1726
- 13) Yajima H., et al., 2012b, ApJ 754, 118
- 14) Yajima H., Li Y., Zhu Q., Abel T., 2015, ApJ 801, 52
- 15) Steidel C. C., et al., 2000, ApJ 532, 170
- 16) Matsuda Y., et al., 2004, AJ 128, 569
- 17) Yajima H., Li Y., Zhu Q., 2013, ApJ 773, 151
- 18) Taniguchi Y., Shioya Y., 2000, ApJ 532, L13
- 19) Mori M., Umemura M., 2006, Nature 440, 644
- 20) Geach J. E., et al., 2009, ApJ 700, 1
- 21) Gronwall C., et al., 2007, ApJ 667, 79
- 22) Nagao T., et al., 2008, ApJ 680, 100
- 23) Hansen M., Oh S. P., 2006, MNRAS 367, 979
- 24) 小林正和, 2008, 天文月報 101, 83
- 25) Laursen P., Duval F., Östlin G., 2013, ApJ 766, 124 L
- 26) Yajima H., Li Y., 2014a, MNRAS 437, 3962
- 27) Dijkstra M., Loeb A., 2008, MNRAS 391, 457
- 28) Yajima H., Kochfar S., 2014b, MNRAS 441, 769
- 29) Drain B. T., et al., 2007, ApJ 663, 866
- 30) Omukai K., Tsuribe T., Schneider R., Ferrara A., 2005, ApJ 626, 627

## The Formation of Ly $\alpha$ Emitting Galaxies

Hideobu YAJIMA

*Frontier Research Institute for Interdisciplinary Sciences, Tohoku University, 6-3 Aoba, Aramaki-ji, Aoba-ku, Sendai 980-8578, Japan*

Abstract: Recent observations have detected a lot of Ly $\alpha$  emitting galaxies (LAEs) over a wide redshift range. However, the origin and escaping process of the Ly $\alpha$  photons have not been understood well. We performed hydrodynamics simulations with Ly $\alpha$  radiative transfer calculations. Our simulations allowed us to study the Ly $\alpha$  radiation properties of evolving galaxies. We report here our theoretical models reproducing observed LAEs.