



## 解説

# 原子準位 X 線レーザーの現状と展望

## Development of Atomic Inner Shell Excitation X-ray Laser and Future Prospects

米田仁紀

YONEDA Hitoki

電気通信大学レーザー新世代研究センター

(原稿受付：2016年 8月23日)

2009年に米国で、2011年には日本に於いて X 線自由電子レーザーが発振し、我が国の優れた X 線光学技術によって 50 nm サイズの集光が可能になった。これによって、X 線による照射場は  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> を超え、光学レーザーが何十年もかけて上昇させてきた強度が一気に上がったという感がある。光学レーザーの出現で非線形光学を始めとした新しいサイエンスが開拓されていったように、今、オングストロームという波長の光で新しいサイエンスがはじまろうとしている。本解説では、この分野の現状と近い将来の発展に対する展望を紹介する。

### Keywords:

x-ray free electron laser, atomic inner shell excitation laser, x-ray nonlinear optics, x-ray quantum optics

### 1. はじめに

1960年にメイマンガルビーで発振を確認して以来、これまでに様々なレーザーが生まれ、その高性能化、高出力化が行われてきた。短波長化の挑戦は、波長短縮によって計測精度や観測対象が小さくなり、また、高いエネルギー状態を作りえることもあって、継続的な努力が続けられてきた。真空紫外光のレーザーとしては F<sub>2</sub> レーザーなどのエキシマレーザーがあり、X 線レーザーも 1985年に CO<sub>2</sub> レーザーを励起源として炭素プラズマで 182 Å の X 線レーザー利得が観測され[1]、その後、このようなプラズマをベースとした X 線レーザーが、大型のレーザー施設もしくは瞬間的にピーク強度が高く非平衡性を生みやすい超短パルスレーザーにより研究されてきた[2]。

一方、自由電子レーザー[3]は、媒質が存在しないレーザーとしての特徴を持ち、通常の媒質では発振できない波長領域での利用が期待されていた。しかし、発振波長が短くなると電子ビームのエネルギーやエミッタンスに対する要求が高くなり、2009年に米国で LCLS (Linac Coherent Light Source) が発振するまでは、X 線レーザーとしての実現可能性は100%とはいえない状態であった。しかし、成熟した加速器技術と多くの研究開発[4]によって、コヒーレントな X 線が光子エネルギー 10 keV を超えて発生できるようになり、X 線レーザーの領域でいきなり主役となってきた。

今でこそ X 線量子光学的な研究がいわれているが、発振時や建設当時には、そのような研究展開はあまり大きな流れになっていなかったと感じている。例えば、LCLS の研究立ち上げ時 (2000年) に出された "LCLS The First Experiments" という feasibility study の中には、カテゴリとして、

Atomic physics experiments, Plasma and warm dense matter studies, Single particle and Biomolecules, Femtochemistry, Nanoscale dynamics in condensed matter physics, X-ray laser が挙げられているが、非線形や量子光学といったレーザー科学の部分や、光を波として考えてコヒーレントな制御を行うことはまだ挙げられていない。最初のレーザーが SASE (Self Amplified Stimulated Emission) というノイズを種として発展した X 線レーザーであり、図 1 のようにその発振スペクトルを見ても、複雑かつショットごと

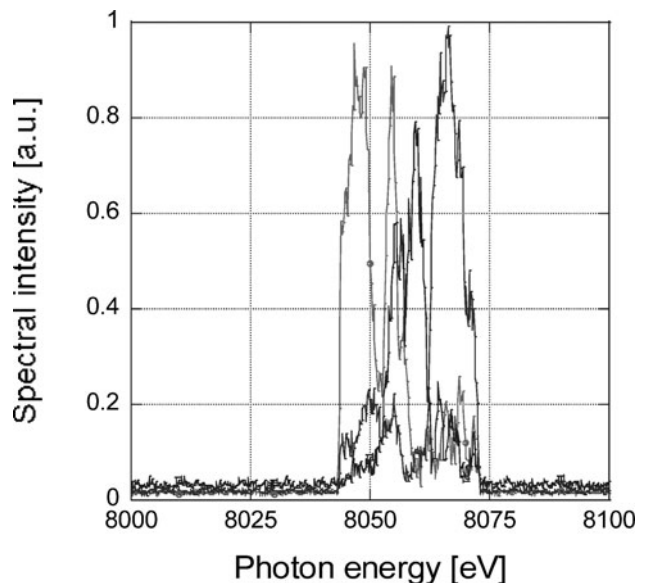


図 1 XFEL の SASE モードの場合のスペクトル。エネルギー幅 40 eV 程度の範囲でランダムなスパイクをもったものが観測されている。

Institute for Laser Science, The University of Electro-Communications, Chofu, TOKYO 182-8585, Japan

author's e-mail: yoneda@ils.uec.ac.jp

に変化する構造をもったものになることが予想されたためである。このような X 線レーザーでは、パルス内に複数の縦モードと呼ばれる状態が存在し、波として1つの波束とは見ることができず、大まかには10程度のパルスの重ね合わせになっている。先に述べた非線形や量子光学は、1つの量子状態やモードあたりの強度で決定されるので、きれいな状態を作るのが難しい。

これらを打開する手段として、X 線自由電子レーザー (X-ray Free Electron Laser: XFEL) 側で狭窄化されたシード光を注入し、発振スペクトルを制御することが考えられ、実際に実験されている[5]。これは、多数のアンジュレータ磁石セットからなる FEL の特性を活かして、前半部で出た SASE の光を分光および狭窄化した上で後段で増幅する手法であり、0.4–0.5 eV のバンド幅まで狭窄化された X 線レーザー発生に成功している。もう一つの方法は、レーザー励起レーザーを作り、そこでエネルギー変換をしてしまうことである。現在、可視域のレーザーの多くが半導体レーザー励起になっているが、この中で、空間、時間コヒーレンスは理論限界まで達していないが、他のレーザーを励起するには十分な集光性能をもつ半導体レーザーで他の媒質を励起することで、質の高い、制御された光を生み出している。X 線に対しても同様な考えが可能である。高い光子エネルギーには原子のより深い準位を使う必要があり、最終的に原子核に最も近い K 殻電子が励起され、その空孔に外側の電子が落ちてくる遷移を用いることになる。図 2 にエネルギー遷移の概念を示す。K 殻電子の励起を行うと、放射過程だけでなく Auger 電子放出という非放射過程も大きな分岐比をもって起きてくる。特に原子番号が高くない限り、蛍光比率は半分以下になる (例えば、Cu では60%が Auger 電子放出)。一方、下準位にあたる状態では、L 殻電子が1つ空孔状態にあって、光励起の場合、開始時にこの準位に原子がいることはない。すなわち反転分布が起りやすいレーザーとなっている。

この原子準位レーザーを XFEL で行った最初の実験が、米国 LCLS での N. Rohringer らの Ne の内殻励起レーザーである[6]。このレーザーでは、970 eV 程度で 10–20 eV の幅をもった SASE 光によって、Ne の 1s 電子をイオン化させ、その後 2p 電子が 1s に落ちてくる際に出す K $\alpha$  線のレーザー化に成功している。その結果、数 eV レベ

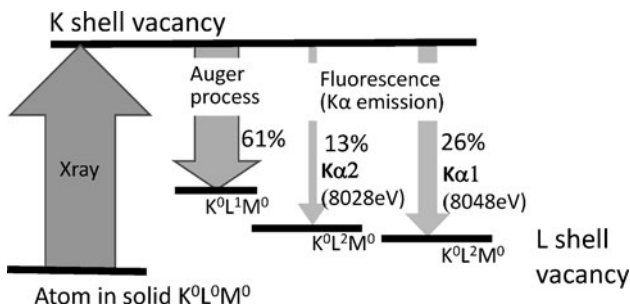


図 2 内殻電子励起 K $\alpha$  線レーザーに関連するエネルギー状態と一般的な物質状態での各遷移の分岐比。例として銅原子を仮定し、示している。KLM は K 殻、L 殻、M 殻の電子軌道を示し、肩の数字は空孔数を表している。

ルの狭い 850 eV の中心光子エネルギーをもつレーザーに変換されている。

以上のスペクトル制御の方法は、それぞれ特徴と利点がある。前者の XFEL 本体を狭窄化する方法では、FEL の特性を保つためにいかなる波長にも同調させることが可能である。一方、後者の原子準位を用いる方法では、物質系にエネルギーを移行させた後に高コヒーレント光を発生させるのでパルス幅やスペクトル構造など様々な特性の光に変換することも可能になる。以下では後者の研究の状況や将来の展開の方向性について紹介する。

## 2. 高エネルギー化への道

前述した Rohringer の Ne K $\alpha$  レーザーは、いわゆる原子の準位を用いたレーザーであり、多くのレーザーが、教科書に載っているようなこの原子・分子内の準位を用いている。1980年代後半に出てきたプラズマ X 線レーザーでは、100–40 Å の領域までいったものの、このプラズマを使用する方法では励起が困難になり、短波長化ができなかったという経緯がある。必要とされる励起強度が波長の<sup>-3</sup>乗から<sup>-4</sup>乗の関数になっており、その励起強度をとれなかったためである。それを、波長で15 Åまで短縮したのが Ne K $\alpha$  レーザーである。例えば、レーザーとして十分な利得長をとるような条件を仮定し、必要とされる励起密度を計算すると、以下のような式になる。

$$\frac{WL}{V} = 16\pi \frac{(GL)hc^2 \frac{\Delta\lambda_{ul}}{\lambda_{ul}}}{\lambda_{ul}^3 \lambda_0}$$

ここで、 $W$  は励起パワー、 $L$  は励起領域の長さ、 $V$  は励起体積、 $GL$  は利得長積、 $h$  はプランク定数、 $c$  は光速、 $\lambda_{ul}$  はレーザー波長、 $\lambda_0$  は励起波長、 $\Delta\lambda_{ul}$  は発振波長幅である。この式で、典型的な条件  $GL = 10$ 、波長幅  $5 \times 10^{-4}$  を代入し、 $\lambda_0 \sim \lambda_{ul}$  とすると Å 単位で発振波長を記述した場合の励起強度は、

$$\frac{WL}{V} = \frac{1.5 \times 10^{19}}{\lambda_{ul} [\text{Å}]^4} \left[ \frac{W}{\text{cm}^2} \right]$$

のようになる。Ne K $\alpha$  レーザーでも必要強度は、 $3 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> になる。この強度が準位の励起に有効なスペクトル幅で必要となるので、通常の熱的な励起では追いつかない。一方、XFEL では、0.1 mJ/100 fs 程度の X 線を 2 μm 程度に集光することで、 $3 \times 10^{16}$  W/cm<sup>2</sup> 程度にすることができ、SASE タイプの XFEL でも内殻電子の選択励起には十分狭い (~20 eV) 光であるので、これまでと違って、容易に内殻光電離レーザーが可能になった。その意味でも、XFEL の寄与は非常に大きく、ランプ励起レーザーから半導体励起レーザーに代わったときのような大きなジャンプとなった。

しかし、必要とされる励起強度が波長の<sup>-4</sup>乗という依存性は非常に厳しく、さらに波長短縮化を行おうとすると、励起条件を一層厳しいものにする必要がある。例えば、Ne K $\alpha$  レーザーの15 Åから1/10の1.5 Åまで短波長化しようとするれば、その必要励起強度は4桁も増加し、一気に

$10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>台のものが必要になってくる(上式のスケールリング則では $3 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>となるが、十分な長さ分この強度を保つためには、入射強度は数倍上になる。なぜなら一般的には吸収により長さ方向で励起レーザー強度は指数関数的に低下するためである)。これに加えて、短波長化に向かうと波長の逆数程度で上準位の寿命が短くなるため、高速な励起が必要となる。例えば、1.5 ÅのCuのK $\alpha$ 線の場合、上準位寿命は1 fs程度であり100 fsのXFELで励起したのでは実質的に1%しか利用できない。

また、波長を短くしていても、それによって新たに特別なことが起きなければ、科学的なインパクトは出にくい。プラズマX線レーザーの場合、1つめのハードルはいわゆる“水の窓”と呼ばれる炭素と酸素のK吸収端エネルギーの間(30–40 Å)のX線レーザー発振であった。一方、それ以上の高エネルギー光子化が進んだ場合に何が起きるかについて、今のところ以下の2点が考えられる。一つめは、固体の格子定数に匹敵するレーザー波長になれば、結晶などで決まった間隔をもったものが波長依存性の光学素子として簡単に利用できるようになること。もう一つは、大気伝播の可能性である。後者は、最近になって著者らが認識し始めたことであるが、多くのX線レーザーは、実は真空中でしか存在できず、大気に出た瞬間に空気の吸収で伝播しなくなってしまふ。ところが10 keVに近くなると優に10 m程度伝播が可能になり、レーザーが真空紫外( $\lambda < 180$  nm)になった時から再び大気内を長尺に伝播できるようになるわけである。通常、健康診断に用いられているX線は大気を伝播できるので、身体診断に簡単に用いることが可能で、これらを鑑みるに、ハードX線領域に行くことがX線レーザーの応用を各段に広げる上で重要となる。

しかし、前述したように原子準位レーザーを考えた場合、格段に高い励起強度を必要とする。XFEL自身としては、電子の空間電荷などの制約でピークパワーがある程度制限されるので、現状では、桁違いに大きなエネルギーをとりだすことは困難である。そうなると、残る解は集光性能を上げ、X線集光場を上昇させることになる。筆者の印象ではあるが、レーザー光の集光径は回折限界、すなわち波長に比例した形で縮小されるものの、それを利用して集光強度を格段に上げたという話は、過去のX線レーザーの中であまり聞こえてこなかった。もちろん、X線レーザーやシンクロトロン放射光で照射した物質の顕微画像を得るための優れた光学系は存在していたが、集光系となるとサブ $\mu$ m止まりになっていることが多かった。一方、X線の領域では、光学波長からの延長の光学技術とは異なった技術が用いられており、シンクロトロン放射という、空間インコヒーレントなハードX線を使っても数nmの集光が可能な光学系が開発されてきた。この領域では、日本の技術がトップであり、三村、山内らによって、XFELの集光をめざした10 nm以下の集光さえ可能な光学系が実現されてきた[7]。波長が1/10で集光径が1/10になれば、同じビーム出力での集光強度は100倍になる。この戦略を用いれば、前述の短波長化に向かうハードルを超えることができると、

そう考えたのだ。

最初の実験は、前述のX線光学グループが50 nm集光の光学系を開発し、集光性能をチェックした直後のマシンタイムで行った(図3(1)参照)。集光性能は参考文献[8]で与えられているように50 nm前後まで、2枚凹面鏡の組み合わせで構成されるKirkpatrick-Baez (K-B)光学系で集光されている。実はXFELのパルス幅は実測されていない。エネルギーは測定できるが、強度はXFELの計算機シミュレーション、スペクトル構造から類推する方法しかなく、パルス幅が10 fs前後という状態であった。それでも、この集光径では、たった10  $\mu$ JのXFEL出力でも目標となる $5 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>を達成できる。SACLAの出力は200–300  $\mu$ Jであったので、光学系へのカップリングロス(XFELでは、ビームの口径、発散角はFELの動作条件によって決まり、この実験時には5–6%のエネルギーしか最終集光光学系には到達しなかった)を考慮しても十分可能性がある。

はたして、図4に示すようなK $\alpha$ 線に対応するところで発光が観測されたのである。このスペクトル写真では、縦方向は空間、横方向が分光器の分散方向になっているが、この測定は、ターゲットから5 mほど下流の地点で行って

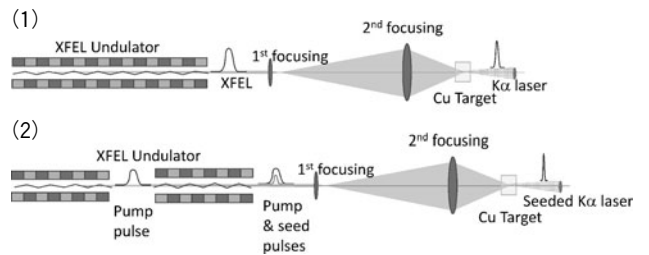


図3 XFEL励起原子準位レーザーの概念図。(1)はASE型のもので、高収束性をだすために、集光光学系が2段になっている。(2)では、FELを前半後半で別々の波長で発振させ、その片方を励起光、もう片方をシード光としたもの。

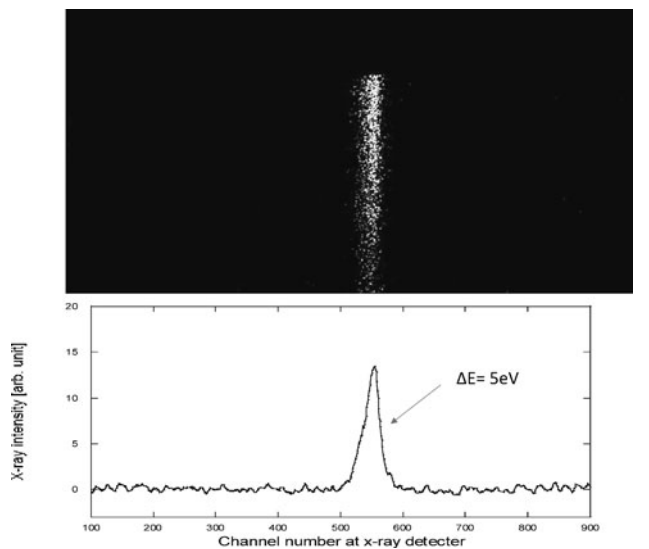


図4 K $\alpha$ 線レーザーのスペクトル。上図は分光器の2次元イメージの画像で横方向がエネルギー分散、縦方向はターゲットからの発散角を示している。下図はこのスペクトルの強度分布を示していて、半値幅で5 eV程度のものが得られている。

おり、この高さ方向の広がりから得られる発散角は4-5 mradとなっている。この値は、集光径から見積もられる励起領域の断面の大きさから考えて、ほぼ回折限界に近い広がりを示しており、空間的にもモードがきれいなレーザーが得られたことがわかった。このK $\alpha$ レーザーの励起エネルギー依存性を図5に示す。強度にして $2 \times 10^{19}$  W/cm $^2$ 程度から急激に立ち上がっていることがわかる。これはレート方程式と輻射輸送を入れた1次元の計算機シミュレーション結果と一致するものであった。

### 3. 高コヒーレント化

レーザー開発では、常に光のコヒーレンスを理論限界まで高める方向に進んでいく。計測や物質制御、また、非線形光学、量子光学的な応用を考えるとレーザーのコヒーレンスは最大であってほしいからだ。よく知られているように、コヒーレンスには時間・空間の2種類がある。空間コヒーレンスでは、レーザー光が断面方向にいくつの基本モードの波の重ね合わせで構成されているかが鍵となる。言い方を変えれば、空間モードの単一性が理論限界になる。時間コヒーレンスでは、一般的にはコヒーレンス時間と呼ばれる干渉しやすさで規定されるが、これだとパルスレーザーはもとからパルス幅で上限があるので、ここでは、レーザー光のスペクトル幅とパルス幅の積がフーリエ限界と呼ばれる値に比べてどのくらい小さいかで評価する。これが最小になっていないとパルス幅内にいくつもの波群が存在することになり、非線形光学現象などを考えるとパルス全体を1つのものとみなせなくなり、エネルギーが分散され1つ1つの効率が低下する。

コヒーレンスの向上は、レーザーの発振にも大きく影響

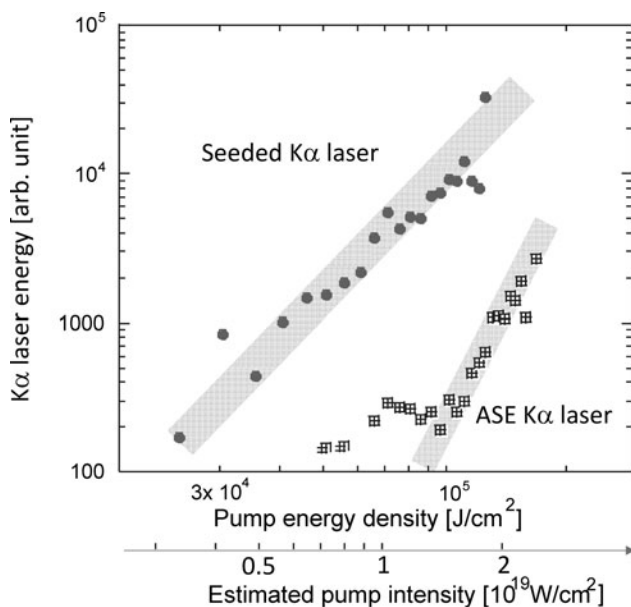


図5 励起エネルギー密度に対する発生したK $\alpha$ 線の強度。下の□点はシード光を入れない場合で、レーザーのしきい値はほぼ $10^5$  J/cm $^2$ 、強度にして $2 \times 10^{19}$  W/cm $^2$ となっている。上の●はシード光を入れた場合で、しきい値が1桁程度下がり、引き出しエネルギーも1桁程度増えていることが確認された。

する。原子などが光を放出する過程には自然放出と誘導放出があり、この2つの比は、モードあたりの光子数をnとすると、1:nとなる。レーザー動作で重要となる誘導放出を主過程とするためには、モードあたりの光子密度を増加させればよい。それには、空間形状を伝播方向に細長くした励起領域を作り、その端面での自然放出光強度より十分強い種となる光を入れる。前者は例えばファイバーレーザーなどで起きていることで、もともと伝播できるのが単一空間モードの媒質を励起すれば、空間的には唯一の波となっているのでモードあたりの光子密度が上がりやすい。後者は多くのレーザーで行われている手法で、パルス、CWレーザー双方で用いられる。

さて、ここまでは通常のレーザーの知識があればわかることだが、X線レーザーではどうなるか。それを以下で説明する。

#### (1) 空間コヒーレンス

例えば、単一モードファイバーを考えてみる。通常は以下の式に表されるコア・クラッドの屈折率差とコアの半径、波長によって決まるV定数と呼ばれる値の大きさで単一モード性を評価する。

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

ここで、 $V < 2.5$ 程度で基本モードだけになる。例えば、通常の1 $\mu$ m波長のファイバーではコア径が6~7 $\mu$ m、屈折率差は $10^{-3}$ 台になる。XFEL照射領域でどのような屈折率差が存在できるかは、まだ議論の余地があるが、もともと屈折率の1からの差は小さいので、 $10^{-5}$ 程度かそれ以下であろう。そうすると1.5ÅのハードX線レーザーでファイバーのような単一モード性を期待すると口径は50nm以下にならないと実現できない。いさか定量性には欠けるが、集光径を小さくし励起断面積を縮小させることは、強度を上げるだけでなく空間モードを制限する意味でも重要な役割を示すことがわかる。

また、細長い励起領域を作ろうと思っても、通常の状態では外部からの光は吸収長と呼ばれる長さまでしか侵入できない。この吸収長は、ハードX線領域ではK殻の電子とL殻の電子の吸収係数のみで決まるので、元素を決めると長さが決まってしまうと思われる。XFEL励起X線レーザーでは制御できないパラメータと考えられていた。しかし、2014年、これまでの可視~赤外と同じようにハードX線でも可飽和吸収が起きることが示された。この研究では、SACLA(さくら、Spring-8 Angstrom Compact Free Electron Laser)のXFELパルスを強度を変化させながらFeの薄膜に照射し、その透過スペクトルを観測しているが、いわゆるK吸収端より高エネルギー側では、固体内原子のK電子が数10%励起されることでK殻吸収端自身が高エネルギー側にシフトし、10倍以上透過率が増加することがわかった。この可飽和吸収が起き始める強度は $6 \times 10^{19}$  W/cm $^2$ 程度であり、ここで考えている

XFEL 励起 X 線レーザーのしきい値程度であることも示された。可飽和吸収が起きれば、低温状態の原子で決まる吸収長よりも内部に励起レーザーは浸入し、それだけ細長い励起領域を作ることができる。図 6 では、このレーザーしきい値強度の付近で入射強度により浸入長が伸びていることがわかる。このことも原子準位 X 線レーザーでは鍵となる機構であった。

(2) 時間コヒーレンス

時間コヒーレンスを高めるには、スペクトルを狭窄化する。上準位寿命が長い場合には、共振器内に分散素子を入れ発振波長の狭窄化を行うことも可能であるが、ここで考えている  $K\alpha$  線の上準位寿命は 1fs 程度であり、外部からのシード光注入か、放射する元素を量子井戸のような周期境界条件下に置くことが考えられる。このうち前者は、シード光をどこで求めるかが問題となる。FEL では、複数のセットのアンジュレータで 2 色の発振が 1 つの電子ビームで生成可能であり、SACLA でもこのことが実証された[10]ので、この研究では 2 色化 XFEL を用いて実験を行っている。この場合、励起に使う X 線は、 $K$  吸収端よりわずかに上の光子エネルギーに同調し、シード光には、 $K\alpha$  線の発振領域を含む SASE 光を利用することにした。この SASE 光自体は図 1 にあるように 40 eV 程度のエネルギー範囲にランダムにスペクトルが現れている。この複数のスパイクのうち 1 つは  $K\alpha$  の利得内に入ることが予測されたため、この SASE 光をシード光とした(図 3 (2)). その結果、図 7 にあるような狭いスペクトルを持った  $K\alpha$  線レーザーの発生に成功した。その時の励起強度依存性をとったものを図 5 に合わせて示している。シード化によりレーザー発振のしきい値が下がり、さらに速い段階から誘導放出が主となるために、引き出しエネルギーも増大していることがわかる。

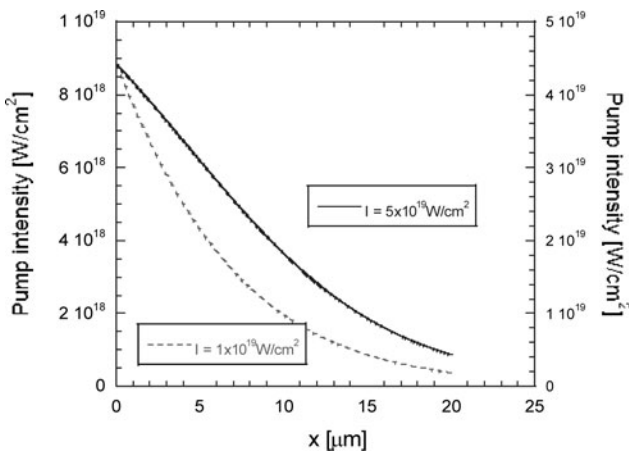


図 6 可飽和吸収による励起光のより深い領域への浸入状況の計算機シミュレーション結果。点線は  $1 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  を実線は  $5 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  を示している。この図はパルス幅 7 fs の励起光を仮定し、その中で最も  $K\alpha$  線の利得が高くなる時間の強度分布を示している。弱い強度では指数関数的な浸入になるが、強くなると可飽和吸収により平坦度が増した形になる。

4. このレーザー媒質の状態はプラズマか？

この研究をしていると、多くのプラズマ研究者から、「これはプラズマなの？」という質問を受ける。プラズマがイオン化した集合体であるならば、このレーザー媒質はプラズマではあるが、金属の伝導帯の構造は変化しながらも残り、近接原子の影響も受け、原子位置も XFEL 照射前の格子定数をほぼ保ったままになっている。強結合プラズマはクーロン場と熱エネルギーの比で決まるが、原子の整列状態は通常結晶状態程度に保持されている。レーザー利得が出ている状態のイオン化率は 10–20% であり、エネルギー密度は  $1-2 \times 10^7 \text{ J/cm}^3$  である。これは、圧力にして 100 万気圧を超え、固体とプラズマの遷移領域にあると言われる warm dense matter 状態よりも高い。

この媒質の特徴は、エネルギーを保持している形態が原子の最内殻電子のイオン化（もしくは励起）エネルギーであり、非常に短い時間の間は、他の状態密度が低い整った状態で高エネルギー密度を維持していることである。このユニークさが高い利得を生み、ハード X 線でありながら光導波路のような構造も物質内に作る[9]ことができる。

この状態は、光学レーザーでは作りえなかった。その理由の 1 つは、光学レーザーでは臨界密度が存在し、固体密度のプラズマに電磁波が入ることができないことであり、もう 1 つはエネルギーのある程度そろった光励起で固体中の原子をまんべんなくイオン化できるようになったことである。

もちろん、早い段階で Auger 電子や L 殻電子のイオン化等で高温の電子雲にさらされ、最後は通常のプラズマになっていく。この研究は、その前の段階でエネルギー変換や物質パラメータの変化を使った機能を実現したことが鍵となっている。

ここではまた、誘導放出で生じたレーザーも物質状態にカップルしたものとして存在していることがわかってきた。図 2 で示したように、室温状態では各準位間の遷移確率が決まっているところに、1 つの遷移に共鳴する光があ

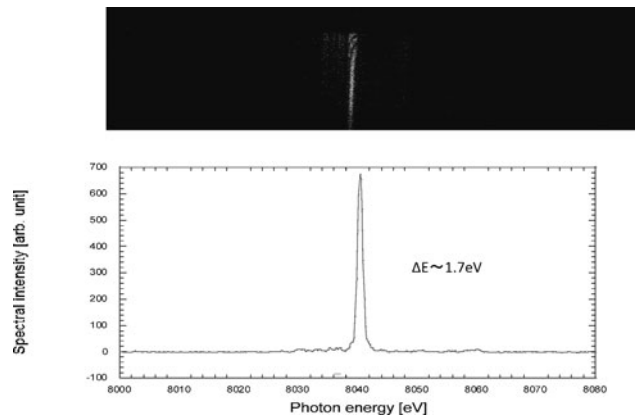


図 7 シード化された  $K\alpha$  レーザーのスペクトル。上図はスペクトロメータ内の 2 次元画像の様子で、図 3 同様に横軸はエネルギー分散方向、縦軸は発散角方向になっている。下図はその断面強度分布で、半値幅として自然放出より狭い 1.7 eV が得られている。

る程度の強度で存在すると、誘導放出が主となり、その結果他への自然放出などの遷移が抑制される。これは、以下の実験事実から明らかとなった。

- (1) 通常  $K\alpha$  線はL殻電子の角運動量によるエネルギー差から  $K\alpha 1$  と  $K\alpha 2$  の2本が、その統計重率の比である2:1で発生する。しかし、 $K\alpha$  線レーザーでは、シード光を入れない場合には  $K\alpha 1$  線のみが主に観測される。シード光を入れない場合には、ほぼ  $K\alpha 2$  線のみしか発光しない状態も作る事ができた。
- (2) 観測された  $K\alpha$  線のスペクトル幅は、最狭窄されたもので、1.7 eV 以下と自然放出の発光寿命から決まる幅2.2~2.5 eV を下回っている。したがって、誘導放出により準位の寿命さえもハードX線の領域で変化することができるのわかった。
- (3) この共鳴レーザー光を物質内に長く伝播できるようなレーザー条件にすると、図8に示されたように狭窄化されたスペクトルの左右に対称のサイドバンドスペクトルが現れた。これは、共鳴光により原子系が準2準位の振る舞いをした場合に生じているスペクトルと考えることができ、ハードX線の領域でも光と物質のコヒーレントな相互作用が起きている可能性が示された。

このように、利得が発生しただけではなく、原子(物質)系と共鳴光が相互作用し、スペクトルや遷移分岐比が影響を受けるところまでできたことになる。実は、こういったことは、光の領域では十分理解され応用されている現象でもある。光の波長域でフォトニクスが盛んになり応用が広がったように、今後は1 ÅというハードX線の領域でも同様の研究が立ち上がってくるだろうと予測している。

## 5. まとめ

日本のX線自由電子レーザー施設が活動を始めて非常に特徴ある研究成果を挙げている中で、我々が中心となって行っているX線自由電子レーザー励起X線レーザーの研究を中心に述べた。今回は、高強度のX線レーザーが照射された物質の特性を中心に研究動向を紹介したが、この研究のもう少し一般的な説明としては、Linda Youngが「世界最短波長の原子準位X線レーザー」というタイトルで紹介している[11]。Nature digestは日本語版も出ているので興味のある方は読んでみることをおすすめする。

ここで紹介したSACLAの成果は、未だ他の国の施設で

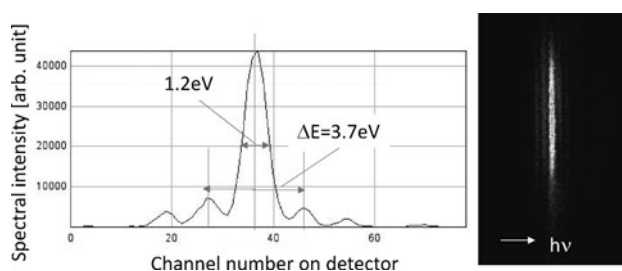


図8 共鳴光と物質との相互作用で生まれたと考えられるサイドバンドをもった  $K\alpha$  線レーザースペクトル。きれいに対称にスペクトルのサイドバンドが生じていて、中心の半値幅は図6に比べてさらに狭窄化されていることがわかる。

は実現できていない。しかし、ここ2年くらいで欧州を始め多くのXFEL施設が立ち上がるので、これまで以上の結果も出てくるだろう。せっかく秀でたスペックを誇っているのだから、日本は今のうちにもっとイニシアティブを発揮した研究をしておくべきだと強く思う。

## 参考文献

- [1] S. Suckewer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1753 (1985).
- [2] 例えば、プラズマ・核融合学会誌2001年2-5月号の講座「Q&A集でみるX線レーザー」加藤義章他著などを参照。
- [3] 自由電子レーザーの基礎に関しては、例えば、三間 啓興、今崎一夫：核融合研究 **59**, 311 (1988)を参照。
- [4] 米国のLCLSの開発では、1990年代から様々なコンポーネントのR&DがなされていることがLCLSのWebページのデータを見ると理解できる。  
[https://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/lcls\\_pubs.html](https://www-ssrl.slac.stanford.edu/lcls/lcls_pubs.html)
- [5] J. Amann *et al.*, Nature Photonics **6**, 693 (2012).
- [6] N. Rohringer *et al.*, Nature **481**, 488 (2012).
- [7] H. Mimura *et al.*, Nature Phys. **6**, 122 (2010).
- [8] H. Mimura *et al.*, Nature Commun. **5**, 3539 (2014).
- [9] H. Yoneda *et al.*, Nature Commun. **5**, 5080 (2014).
- [10] T. Hara *et al.*, Nature Commun. **4**, 2919 (2013).
- [11] L. Young, Nature **524**, 424 (2015).



よねだ ひとき  
米田 仁 紀

1988年東京工業大学総合理工学研究科博士課程修了。現在、電気通信大学レーザー新世代研究センター教授・センター長、工学博士。レーザーと物質との相互作用研究を

中に、超短パルス光学レーザーからX線に至るまでの実験研究を行っている。X線自由電子レーザーの利用研究では、SACLAができる以前からSCSSと呼ばれる試験加速器を使った非線形光学実験を行い、新しいX線光学の可能性を探ってきた。これまでに大口径エキシマレーザー開発などからダイヤモンド超高速高出力素子の開発、超高品質光学素子の精密計測、超高品質洗浄法の開発、プラズマフォトニクスなど、レーザー科学に関わる幅広い研究を行っている。教育面では学生に危機・限界を体験させるプログラムなどを開発。2008年文科省科学政策研究所ナイスステップ研究者受賞。2014年度より文部科学省科学官を併任。