



光へ直接エネルギー変換されるので、利得が存在するのは励起光が存在する時間、つまり励起光のパルス幅のみである。したがって、短いパルス幅をもつポンプ光を用いることにより、シード光のみを選択的に増幅することができ、高いコントラストを得ることができる。さらに、ダブルCPA構成を採用すること、つまり増幅器に対して高エネルギーのシード光を用いることで、システム全体の増幅利得が低減できるので、ASEの増幅利得も低減でき、さらに高いコントラストを得ることができる。

また、レーザー単独の、いわゆるチャンピオンレコード的な性能にこだわらず、利用実験に供することができるような利便性、安定性にも注意を払ってきた。例えば、励起用高エネルギーガラスレーザーの空間強度均質化のために、回折光学素子を導入した。回折光学素子は多くのサブセルから構成される。入射ビームはサブセルにより分割され、各サブセルから結像エリアへ転送される。したがって、励起光を空間的に細かく分割し、チタンサファイア上で重ね合わせることで、均一な強度を有する空間プロファイルを得ることができる。回折光学素子により高次の回折損失が生じるが、1次の回折光の光量が最大になるように素子の位相構造を設計することで80%以上の高い効率で入射ビームの均質化が可能である。これにより、光学部品の損傷なく安定にレーザー供給ができる。

ここでは、最近のJ-KARENレーザーの動作特性、レー

ザー品質向上のための様々な技術開発、および既に開始されているさらなるアップグレードについて紹介する。また、本レーザーを用いた利用研究の現状や将来展望についても紹介する。

### 3.2 J-KAREN レーザー

#### 3.2.1 システムの構成

システムの構成を図1に示す。高いコントラストを実現するために、システムはダブルCPA方式を採用している、すなわち、2つのCPAステージから構成され、それらのステージの間には可飽和吸収体が配置されている[12, 20]。

1つ目のCPAステージには、チタンサファイアレーザー発振器、パルス拡張器、9パスのチタンサファイアレーザー増幅器、パルス圧縮器とで構成された市販のシステム(Femtolasers, Femtopower)を用いている。可飽和吸収体の発熱に起因する劣化を避けるため、10 Hzの繰り返しで動作させている。1つ目のCPAステージからの30 fs、サブmJのシード光のASE成分を可飽和吸収体で除去することで、できるだけ高いコントラストのシード光を2つ目のCPAステージへ導入している。

2つ目のCPAステージは、パルス拡張器、AOPDF (Acousto Optic Programmable Dispersive Filter) [21, 22]、OPCPA 前置増幅器[23, 24]、高速ポッケルスセル、可飽和吸収体、チタンサファイアレーザー前置増幅器、低温冷却

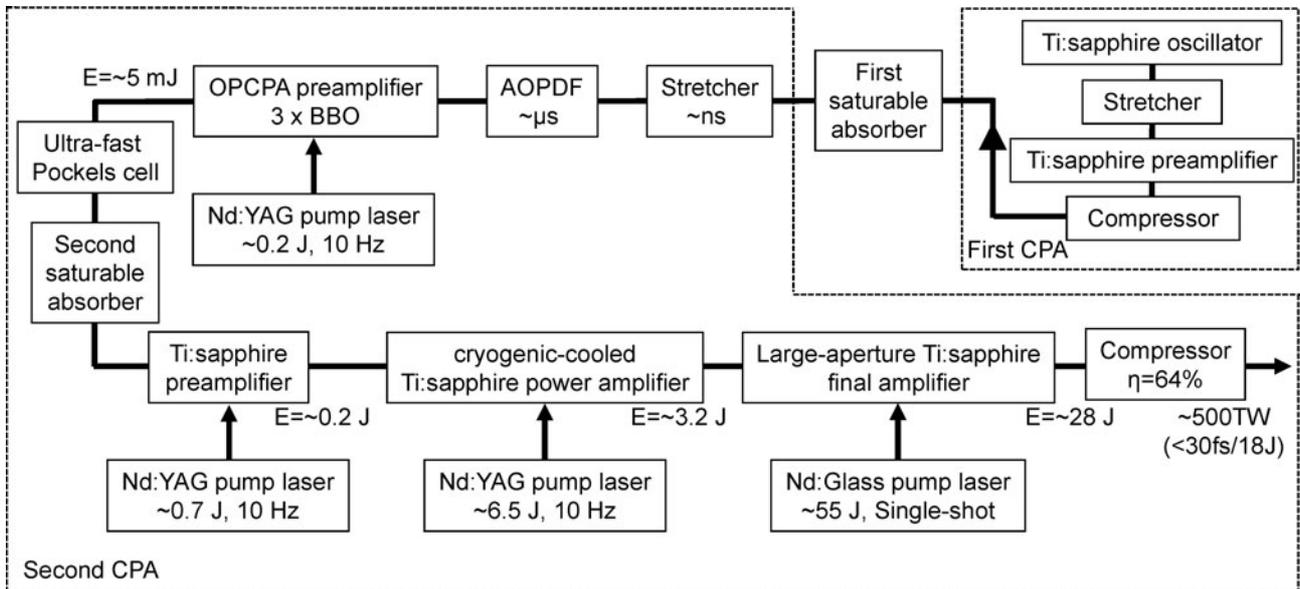


図1 J-KARENレーザーの構成図。

チタンサファイアレーザー主増幅器, 大口径チタンサファイアレーザー最終増幅器, パルス圧縮器で構成されている。OPCPA 前置増幅器から低温冷却チタンサファイアレーザー主増幅器までの3つの増幅器はそれぞれ出力エネルギー $\sim 0.2$  J,  $\sim 0.7$  J,  $\sim 6.5$  Jで10 Hzの繰り返しで動作するNd:YAGグリーンレーザーで励起され, これらの増幅器によりシード光は3 J以上に増幅される。レーザー光は増幅過程で様々な光学素子を透過するので, 透過媒質によるスペクトル位相を補正し, より短い再圧縮パルスを得ることができるよう, AOPDFを用いている。また, 高速のポッケルスセル, および可飽和吸収体を用いることで, それぞれ ns 領域, サブ ns 領域の ASE を低減させている。大口径チタンサファイアレーザー主増幅器は出力エネルギー $\sim 55$  Jのシングルショットで動作するNd:ガラスレーザーで励起され, シード光は1桁高い $\sim 28$  Jに増幅される。パルス圧縮を行うことにより,  $\sim 600$  TW ( $18$  J/ $<30$  fs)の高いピーク強度のレーザーパルスが生成可能である。

前述のダブルCPA構成の他に, より高いコントラストを実現するために, 2つ目のCPAステージの前置増幅器に従来の広く使われている再生増幅器等に比して, ASEの増幅を抑制できるOPCPAを採用し, かつ, OPCPA前置増幅器へ高コントラスト・高エネルギーのシード光を用いることでOPCPA前置増幅器の利得を低く抑え, ASEの増幅利得を低く抑えている[25]。また, AOPDFにより, レーザー主パルス付近の $\sim$ ps領域のコントラストの改善を行っている[26]。

高いビーム品質を得るため, 回折光学素子を用いたビームホモジナイザーにより, 最終増幅器の励起用ガラスレーザーの空間パターン均質化を行っている。回折光学素子を用いることにより, 大口径ミラー, 結晶, 回折格子など大型で高価な光学素子への損傷のリスクを低減できることはもちろん, 一様な反転分布が形成されるので理論限界に近い増幅効率を得ることができる。

### 3.2.2 高コントラスト化

1つ目のCPAステージからの $\sim 30$  fsのシード光は, 可飽和吸収体を透過することでASE成分が低減される。可飽和吸収体の透過率は $\sim 25\%$ であり, 空間フィルタリング効果により, 可飽和吸収体出射後のシード光の空間パターンは良好なパターンに改善される。その後, シード光は2つ目のCPAステージで高エネルギーに増幅するために,  $\sim 1$  nsのパルス幅に再度パルス拡張され, AOPDFで予め後段で生じるスペクトル位相のずれを補正し, OPCPA前置増幅器へ導かれる。OPCPA前置増幅器へのシード光のパルス当たりのエネルギーは $\sim 1.5$  J, スペクトル幅は $\sim 810$  nmを中心として36 nm (FWHM)である。

OPCPA前置増幅器は3つの非線形光学結晶で構成されている。非線形光学結晶には非線形光学定数が大きいタイプI位相整合のBBO ( $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub>)結晶を用いている。結晶のサイズは, 最初の2つは $7 \times 7 \times 19.5$  mm<sup>3</sup>で, 最後の1つは $7 \times 7 \times 16$  mm<sup>3</sup>である。寄生発振を抑制するために結晶の入出射面にはAR (Anti-Reflection) コーティングを施すとともに, 各結晶の出射面に2度のウエッジを設けてい

る。また, 広いスペクトル帯域の増幅を可能とするために, BBO結晶の位相整合角は23.8度とし, 励起光とシード光との結晶外角度を $\sim 3.9$ 度としている。非線形光学結晶中のウォークオフ角, 屈折率の影響を考慮すると, 励起光とシード光の空間的なカップリングの低下は殆どないものと考えられる。

励起レーザーには市販の単一縦モードQスイッチNd:YAGレーザー (Spectra-Physics, GCR-150)の第二高調波 (グリーン光532 nm)を用い, パルス幅5.5 ns, 最大出力 $\sim 220$  mJで動作させている。OPCPA前置増幅器への励起エネルギーは $\lambda/2$ 板と偏光子の組み合わせによって調整している。高いエネルギー変換効率を得るために, 励起光は凸レンズを用いたイメージリレイ光学系でフラットトップの空間プロファイルをOPCPA前置増幅器に転送するとともに, シード光は凸レンズと凹レンズを用いた光学系で励起光と同じ直径 $\sim 4.1$  mm ( $1/e^2$ )になるように精密に調整している。システムの小型化, 簡素化のため, 励起光は各OPCPAステージに分離することなく, 同一の励起光を用いている。

励起エネルギーに対するOPCPA前置増幅器の増幅利得特性を取得した。最大励起エネルギー $\sim 220$  mJにおいて, 後段のチタンサファイアレーザー増幅器が飽和領域で動作するのに十分な $\sim 10$  mJの出力エネルギーが増幅利得 $6 \times 10^3$ で得られている。OPCPAの増幅利得として $10^8 \sim 10^{11}$ が報告されているが[27, 28], 上述のように筆者らの利得は $10^3 \sim 10^4$ 程度と低利得であり, その分パラメトリック蛍光も低く抑えることができ, 高いコントラストが実現できる。

OPCPAでは位相整合角を変化させることにより, 増幅するレーザー光の中心波長を変化させることができるので, 直列に配置した複数個の非線形光学結晶の各位相整合角をわずかに変えることでスペクトル整形することが可能である。図2(a)に示すように, このOPCPAのスペクトル整形を用いることにより[29], OPCPA前置増幅器に入射するシード光のスペクトル幅は36 nm (FWHM)であったが, OPCPA前置増幅器出射後で70 nmの帯域を得ている。OPCPA前置増幅器からの出力光は, 立ち上がり時間 $\sim 130$  ps, 消光比 (ノイズに対する主パルスの比)  $> 200$ を有する高速のポッケルスセルを透過することで, ns領域のASE成分を除去している。さらに, 可飽和吸収体を透過することで, サブ ns領域のASE成分を除去している[30]。図2(b)に示すように, OPCPA前置増幅器からの出力光が可飽和吸収体を透過することで, 800 nm以下の短波長成分が削られてしまうが, OPCPAのスペクトル整形を用いることにより, 可飽和吸収体透過前の $\sim 70$  nmの広いスペクトル幅に回復させると同時に, 後段の増幅器での利得の狭帯域化をできるだけさけるために, 800 nm付近のスペクトル強度を下げることに成功している[18]。

高いコントラスト動作, および広いスペクトル帯域の増幅が可能で, かつ, スペクトル整形が容易にできるOPCPAは高強度レーザーの増幅器として有用である。

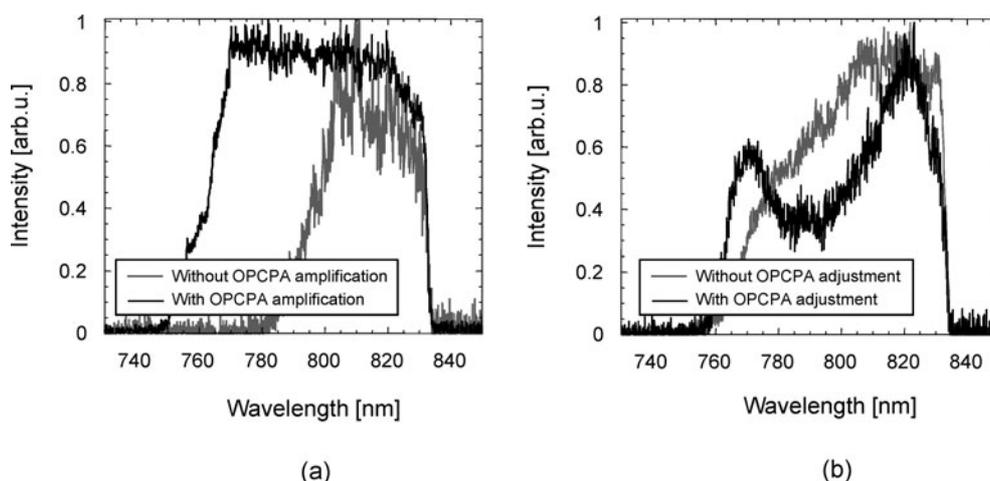


図2 (a)OPCPA増幅時(黒色実線), および非増幅時(灰色実線)におけるOPCPA後の典型的なスペクトル; (b)OPCPA調整時(黒色実線), および非調整時(灰色実線)における2つ目の可飽和吸収体透過後の典型的なスペクトル。

### 3.2.3 高エネルギー増幅, 空間強度均質化

OPCPA 前置増幅器からの出力光はチタンサファイアレーザー前置増幅器, 低温冷却チタンサファイアレーザー主増幅器により, 3.2 Jにまで増幅される[29]. チタンサファイアレーザー前置増幅器, 主増幅器にはそれぞれ, 直径20 mm, 40 mmのチタンサファイア結晶を用いている. この増幅光は直径50 mmにまで拡大され, 大口径チタンサファイアレーザー最終増幅器によりさらに増幅される. この増幅器には直径80 mmのチタンサファイア結晶を用い, 励起レーザーには大口径・高エネルギーNd:ガラスグリーンレーザーを用いている. ガラスレーザーシステムにおいて, QスイッチNd:YAGレーザー発振器からの $\sim 30$  ns, 200 mJの出力光は, 9 mm $\phi$ のNd:YAGロッド増幅器により800 mJ, 続いて16, 25, 45, 64 mm $\phi$ のNd:ガラスロッド増幅器により180 Jにまで増幅される. その後2つの60 mm $\times$ 60 mm角のDKDP (KD<sub>2</sub>PO<sub>4</sub>)により第二高調波光(グリーン光532 nm)に波長変換される. 基本波エネルギー177 J, すなわち504 MW/cm<sup>2</sup>の入射レーザー光強度に対して, 96 Jのグリーン光が54%の変換効率で得られている.

グリーン光は偏光子と波長板の組み合わせを用いてチタンサファイア結晶を両側より励起できるように同じエネルギーの2つのビームに分けている. これらの各グリーンビームに対して回折光学素子を用いたホモジナイザーを配置している. 各ホモジナイザーは約200のストライプパターンが彫り込まれたサブセルに分割されており, 各サブセルからの回折光はチタンサファイア結晶上で重ね合わされるため, フラットトップの空間プロファイルを得ることができる[31]. 本回折光学素子の損傷閾値は3 nsのパルスに対して9 J/cm<sup>2</sup>である. 回折光学素子の回折効率, およびDKDPからチタンサファイア結晶までの偏光子, 波長板, ステアリングミラーなどの伝送効率は共に82%であるので, DKDPからチタンサファイア結晶までの伝送効率は67% (=82% $\times$ 82%)である[31].

高エネルギー増幅を行うためには, 大口径チタンサファイア結晶の径方向の寄生発振を抑制することが不可欠であ

る. チタンサファイア結晶の屈折率は1.76であるため, できるだけチタンサファイア結晶の屈折率に近いクラディングが望まれる. そこで, 筆者らは800 nmで1.76の屈折率をもつ液体のクラディングの試験を行った[32]. 液体クラディングは, 1)円筒形のチタンサファイア結晶に空隙なしに容易に流し込むことができ寄生発振の発生のリスクを最小化できる, 2)交換が容易である, などの利点がある.

### 3.2.4 システムの動作特性

図3に入射励起エネルギーに対する最終増幅器の出力エネルギー特性の計測結果を示す.  $\sim 55$  Jの励起エネルギーに対して $\sim 28$  Jの出力エネルギーが得られている. Frantz-Nodvikモデル[33]による計算を行い, 計算結果ともよく合う結果が得られている.

図4に再圧縮パルスの計測結果を示す. 29.5 fsのパルス幅が得られた. フーリエ変換限界(FTL)パルス幅は28.2 fsであるので, ほぼ理論限界の良好なパルス幅が得られた. パルス圧縮器のスループット64%を考慮すると,  $\sim 600$  TWの高強度レーザー光が生成可能である.

図5に最大出力まで増幅した際の最終増幅器出力後の空

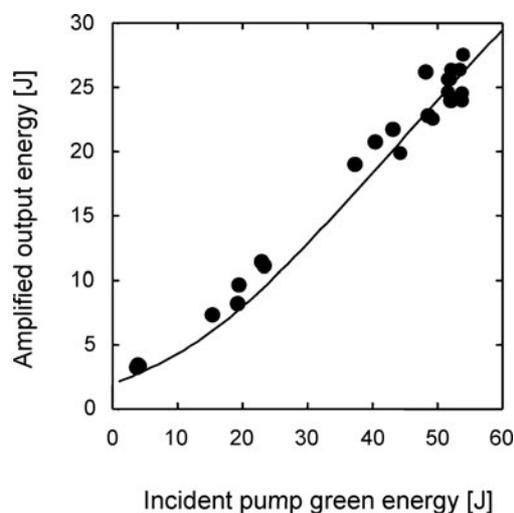


図3 最終増幅器における入射励起エネルギーに対する増幅器出力エネルギー特性の計測結果。

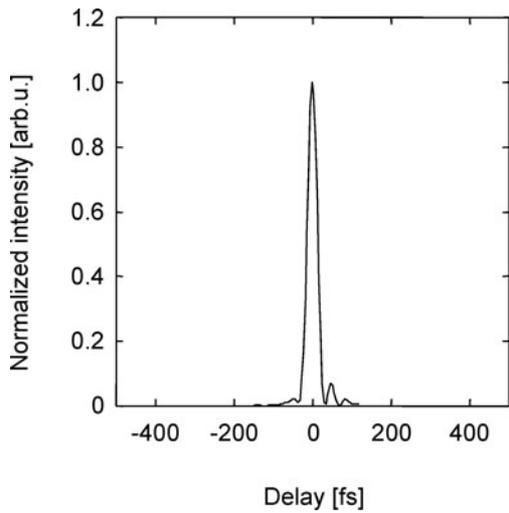


図4 再圧縮パルスの計測結果.

間パターンの計測結果を示す. フィリングファクター70%以上とほぼ完全なフラットトップ形状の良好なパターンが得られている.

図6に時間コントラスト特性の計測結果を示す. レーザー主パルスに対するバックグラウンド成分は, 最終増幅器を励起しない場合で数百 ps の領域で  $1.4 \times 10^{12}$  が得られている. 最終増幅器はシングルショット動作であるため, 高ダイナミックレンジを有するスキャニングタイプの計測器で計測するのは難しい. このため, 最終増幅器を用いた場合のコントラストを Frantz-Nodvik モデル[33]で計算を行った結果,  $5 \times 10^{11}$  以上のコントラストは達成できると予測している.

計測器の透過媒質などの分散による主パルスのパルス拡張による計測ピーク強度の低減などを考えると実際のコントラストはさらによいものと考えられる. 前述の通り, ns 領域のコントラストを向上させるために高速のポッケルスセルを用いている. 本ポッケルスセルの消光比  $> 200$  を考慮すると ns 領域では  $10^{14}$  以上の高いコントラストであると考えられる.

### 3.3 J-KAREN レーザーの高度化(J-KAREN-P)

平成24年度の補正予算において, 我々の J-KAREN レーザー実験装置の老朽化対策と合わせて高度化が認められた. 「実験装置」と取って銘打ったように, レーザー装置単体の性能向上だけでなく, 集光して実験を行い, 高強度レーザー場と物質が相互作用できるように実験システム全体としての高度化を図った. J-KAREN レーザーは, コントラストを高めるプラズマミラーを用いずに, 陽子エネルギー 40 MeV 超を達成している[34]. これは光学的な集光強度  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  が達成されていることをイオン加速のターゲットシース加速モデルにて確認したものである. 我々は, 高強度場科学探求のために, この集光強度を  $10^{22} \text{ W/cm}^2$  まで向上させ, 0.1 Hz の高繰り返し化を決めた. これにより, 光学系の損傷閾値から光束径の大口径化が必要となり, パルス圧縮器, ビーム伝送系, ターゲットチャンバーの大型化が行われた.

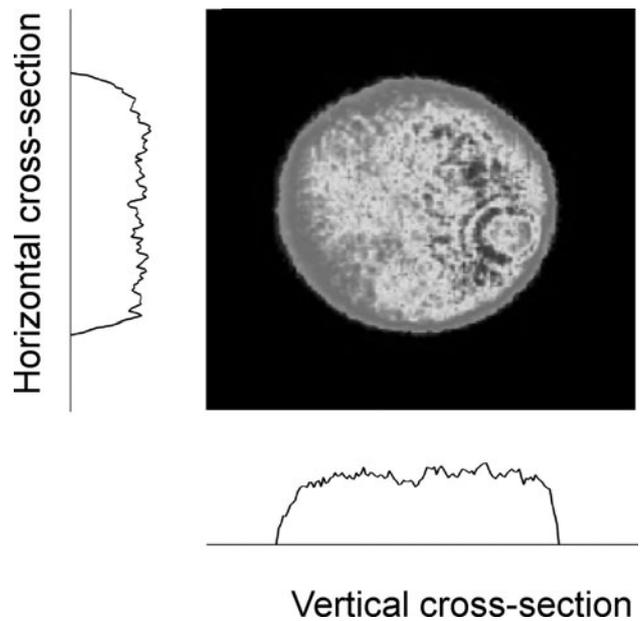


図5 最終増幅器出力後の空間ビームプロファイルの計測結果.

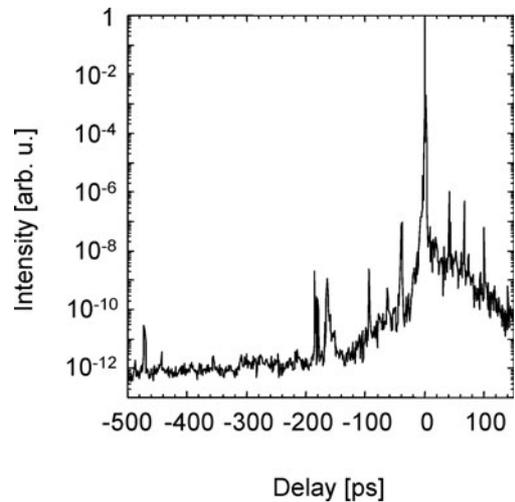


図6 時間コントラスト特性の計測結果.

アップグレード後の本レーザーシステムの呼び名を J-KAREN-P (開発コードネーム) としている. 最後の P はレーザー照射ターゲット上で PW 級の出力で運転できるという意味である. 本アップグレードの主なものは, 1) 繰り返し率を向上させる, 2) 増幅器を付け加えて出力を向上させる, ことである. J-KAREN-P の構成図を図7に示す.

既存の J-KAREN レーザーの最終増幅器は, 励起レーザーのショットレートで決まり, シングルショット (30分毎に1ショット) でしか動作できない. この増幅器を 0.1 Hz の繰り返し動作が可能で 25 J 出力 (グリーン光 527 nm) の Nd: ガラスレーザー 2 台, 合計 50 J で励起することで, 繰り返し率を向上させる. 本増幅器 (BA-1) からの出力エネルギーを Frantz-Nodvik モデル[33]で計算を行った結果,  $\sim 20 \text{ J}$  が達成できると予測される.

さらに, 出力向上のために, BA-1からの出力光を, 同様に 0.1 Hz の繰り返し動作が可能で 25 J 出力 (527 nm) の Nd: ガラスレーザー 4 台, 合計 100 J で励起する直径

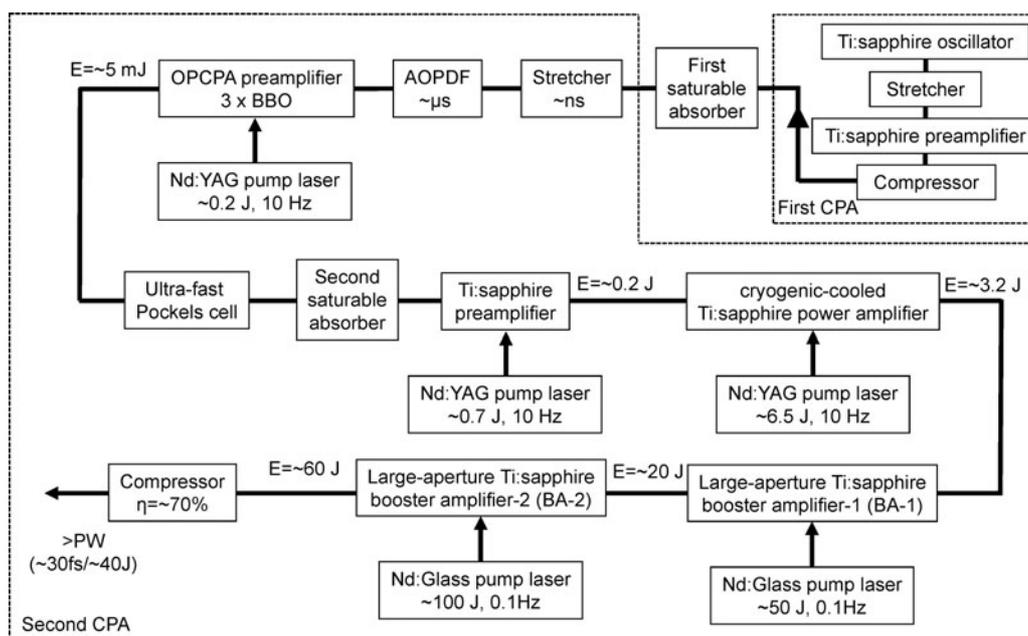


図7 アップグレード後の J-KAREN-P の構成図。

120 mm のチタンサファイア結晶を用いた増幅器 (BA-2) で増幅する。BA-2からの出力エネルギーとして $\sim 60$  Jを達成する予定である。パルス圧縮器のスループット、パルス幅をそれぞれ70%, 30 fsと仮定すると、PW以上の出力が期待できる。ターゲットまでのビーム伝送ラインの伝送損失20 $\sim$ 30%を考慮してもターゲット上でPW級の出力を得ることが可能と考えられる。

ターゲット位置で集光強度を達成するためには、波面の歪みやパルス圧縮器の回折格子のアライメント精度が重要であり、これらを詳細に検討し、光学系を選定し、2つの可変鏡を採用した。これにより、 $f/1.4$ の集光光学系を用いた場合に $10^{22}$  W/cm $^2$ が得られる見通しである。コントラストに関しては、現状の $10^{12}$ で問題ないと理論的に検討したが、オプションとして現状のダブルCPAをトリプル化する案もあわせて検討している。

パイロット実験として、2つの具体的な実験を計画し、これらの性能評価を行ってレーザーシステム全体のチューニングを行っていく。1つの実験は薄膜ターゲットを用いたイオン加速実験であり、もう1つはガスタargetを用いた相対論的高次高調波によるkeV領域のコヒーレントX線生成である[35]。イオン発生実験では、理論・シミュレーションの検討を進め、200 MeV級の陽子加速が見込まれる[36]。相対論的高次高調波実験はヘリウムガスタargetを用いるが、こちらも高いコントラストによりいかに低温のプラズマ状態が作れるかが成功の鍵となる。これら2つのパイロット実験を通してレーザーのチューニングを行い、性能を確かめた後、再び供用装置として外部からの実験課題を募集していく予定である。

### 3.4 まとめ

本章では、時間的・空間的に高い品質のPW級高強度レーザー (J-KAREN レーザー) について報告を行った。既

に本レーザーを用いてターゲット上で常時200 TWのレーザー光を供給できており、電子・陽子加速実験、高輝度X線発生実験など様々な実験に取り掛かり、様々な優れた成果が創出されている。また、既に開始している、PW出力で0.1 Hzの繰り返し発振をめざしたJ-KAREN-Pへのアップグレードについても紹介した。高い制御性を有する本システムは、高度化により、この出力を1 PW級にまで引き上げつつ、高い制御性を維持する新しいシステムは、超高強度光を利用したレーザー粒子加速をはじめとする物理研究や医療・産業分野に大きく貢献するものと考えられる。

一方、世界では、欧州のプロジェクトの数十PWから数百PWをめざすELI (Extreme Light Infrastructure) [37]、仏国エコールポリテクニクらによる10 PWプロジェクト[38]、英国ラザフォード・アップルトン研究所のOPCPAをベースとした10 PWプロジェクト[39]、などマルチPW以上の高強度レーザーの建設が進められている。このように、より高いピークパワーのレーザー建設計画は、現世界的潮流になって長い時間が既に経とうとしている。一方で、例えば、実質的なターゲット照射強度をできる限り高い状態にすることを実行し、そこで発現する物理現象を実験的に捉えてみせることが、分野の発展にとって、華々しい建設計画とは違った意味で、極めて重要であり、本質であると考えられる。この点も十分に意識しながら、今後も研究開発を促進し、これらのレーザーにより新しいコンセプトの発見、医療・産業創成において、多様な新たな展開が生まれることを期待したい。

### 謝辞

本研究は、日本原子力研究開発機構 関西光科学研究所のメンバーの献身的な協力によって行われたものである。

## 参考文献

- [ 1 ] E. Esarey *et al.*, Rev. Mod. Phys. **81**, 1229 (2009).
- [ 2 ] H. Daido *et al.*, Rep. Prog. Phys. **75**, 056401 (2009).
- [ 3 ] U. Teubner *et al.*, Rev. Mod. Phys. **78**, 445 (2009).
- [ 4 ] D. Strickland and G. Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
- [ 5 ] M. Aoyama *et al.*, Opt. Lett. **28**, 1594 (2003).
- [ 6 ] X. Liang *et al.*, Opt. Exp. **15**, 15335 (2007).
- [ 7 ] T.J. Yu *et al.*, Opt. Exp. **20**, 10807 (2012).
- [ 8 ] V. Yanovsky *et al.*, Opt. Exp. **16**, 2109 (2008).
- [ 9 ] K. Ertel *et al.*, Opt. Exp. **16**, 8039 (2008).
- [ 10 ] V.V. Lozhkarev *et al.*, Laser. Phys. Lett. **4**, 421 (2007).
- [ 11 ] Z. Wang *et al.*, Opt. Lett. **36**, 3194 (2011).
- [ 12 ] H. Kiriya *et al.*, Opt. Commun. **282**, 625 (2009).
- [ 13 ] T.M. Jeong and J. Lee, Ann. Phys. **526**, 157 (2014).
- [ 14 ] S.-W. Bhk *et al.*, Opt. Lett. **29**, 2837 (2004).
- [ 15 ] D. Umstadter, Phys. Plasmas **8**, 1774 (2001).
- [ 16 ] B. Dromey *et al.*, Nat. Phys. **2**, 456 (2006).
- [ 17 ] D. Neely *et al.*, Appl. Phys. Lett. **89**, 021502 (2006).
- [ 18 ] H. Kiriya *et al.*, Appl. Sci. **3**, 214 (2013).
- [ 19 ] F. Ple, M. Pittman *et al.*, Opt. Lett. **32**, 238 (2007).
- [ 20 ] M.P. Kalashnikov *et al.*, Opt. Lett. **30**, 923 (2005).
- [ 21 ] P. Tournois, Opt. Commun. **140**, 245 (1997).
- [ 22 ] M. Pittman *et al.*, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **74**, 529 (2002).
- [ 23 ] A. Dubietis *et al.*, Opt. Commun. **88**, 437 (1992).
- [ 24 ] I. N. Ross *et al.*, Opt. Commun. **144**, 125 (1997).
- [ 25 ] F. Tavella *et al.*, New J. Phys. **8**, 219 (2006).
- [ 26 ] K. H. Hong *et al.*, Appl. Phys. B: Lasers Opt. **81**, 447 (2005).
- [ 27 ] O.V. Chekhlov *et al.*, Opt. Lett. **31**, 3665 (2006).
- [ 28 ] P. Wnuk *et al.*, Opt. Exp. **17**, 15264 (2009).
- [ 29 ] H. Kiriya *et al.*, Opt. Lett. **33**, 645 (2008).
- [ 30 ] S. Fourmauz *et al.*, Opt. Exp. **19**, 8486 (2011).
- [ 31 ] H. Kiriya *et al.*, Appl. Opt. **49**, 2105 (2010).
- [ 32 ] H. Kiriya *et al.*, Opt. Lett. **35**, 1497 (2010).
- [ 33 ] L.M. Frantz and J. S. Nodvik, J. Appl. Phys. **34**, 2346 (1963).
- [ 34 ] K. Ogura *et al.*, Opt. Lett. **37**, 2868 (2012).
- [ 35 ] A.S. Pirozhkov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 135004 (2012).
- [ 36 ] T. Zh. Esirkepov *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **745C**, 150 (2014).
- [ 37 ] <http://www.eli-laser.eu>
- [ 38 ] C.L. Blanc *et al.*, Rev. Laser Eng. **42**, 127 (2014).
- [ 39 ] M. Galimberti *et al.*, Rev. Laser Eng. **42**, 137 (2014).