The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

J. Plasma Fusion Res. Vol.84, No.4 (2008) 199-203

小特集 プラズマと電磁波の相互作用の新規応用–空間的・時間的デザインが拓く新機能–

5．プラズマの空間的周期構造の生成とレーザー光制御への応用

近藤公伯*，兒玉了祐
大阪大学大学院工学研究科

（原稿受付：2008年1月17日）

過渡的プラズマを使ったプラズマフォトニックデバイスが注目されている．特に空間的周期構造を持つプラズマは，光に対して反射率や透過率に波長依存性を付与することができ，チャープパルス増幅システムの最終段階に利用するパルス圧縮器として応用可能と考えられる．1次元モード結合理論を検討して，チャープしたプラズマブラッグ回折格子（C-PBG）によるパルス圧縮について考える．

Keywords:
periodic plasma structure, plasma Bragg grating, chirped pulse amplification, mode coupling theory, pulse compression

5.1 超短パルス高強度レーザーとプラズマフォトニクス

かつてレーザープラズマはナノ秒，あるいは数百ピコ秒のパルス幅の大出力レーザーを利用した研究が精力的に行われていた．このような時間スケールで生成されるレーザー生成プラズマは，比較的複雑な流体運動を伴うので，高温度（例えば～100 eV 以上）高密度（例えば～10^{21} cm^{-3} 以上）を同時に有することのできる極めて特徴的なプラズマであるにもかかわらず，制御対象として扱うには困難なイメージがあった．プラズマ生成用のターゲットに一度高強度レーザーパルスを照射すれば，そこで起こす現象にフィードバックをかけようにも，それはなかなか困難なことであった．大きな理由は，高温高密度レーザープラズマを発生できるような高強度レーザー装置は核融合研究用に開発された大型ガラスレーザーに限られていたことである．このようなレーザー装置は単発でしか運転できなかったので，ましてやリアルタイムフィードバックを意識したプラズマ診断など積極的に行う理由もなかった．レーザーが単発である上，生成されるナノ秒プラズマは取り扱いが複雑な流体運動を伴い，レーザー核融合研究ほどのスケールになれば一考の余地があったものの，他のアプリケーションを意識したレーザープラズマ制御研究はX線レーザー開発ぐらいだったのではないだろうか．レーザープラズマを制御してデバイスとして使う意識など無きに等しかったと言っても過言ではない．このような背景の中，1985年に当時ロチェスター大学の Mourou がチャープパルス増幅法（CPA）を発明し，状況が一変した[1]．すなわち，これまでは増幅途中の自己集束による損傷を避けるため，出力パルス幅がナノ秒程度に限られていた高出力レーザーパルスが，フェムト秒領域のパルス幅を持つことが許されるようになり，同じ瞬間出力を得る上で必要とされるエネルギーは千分の一，万分の一ですむこととなったのである．このため従来キロジュール級のエネルギーが必要であったところがジュール級，百ミリジュール級ですむことになり，装置は小型化され，繰り返し運転が可能な装置で出力することができるようになった．発明直後は特殊な技術であったのでレーザープラズマ研究者にまでなかなか利用範囲が広がらなかったが，1991年にチタンサファイア CPA システムが開発され[2,3]，すぐに市販品として扱われるようになり，今や世界中で利用される装置の一つとなっている．これに伴い，レーザープラズマの時間スケールは，かつてのナノ秒から，ピコ秒，フェムト秒の領域でも扱いが可能になり，流体運動を止めた状態で高温高密度プラズマを扱うことができるようになったのである．あるいは時間スケールが比較的長いプラズマをピコ秒，フェムト秒の時間分解診断を行い，高繰り返しレーザープラズマ相手にフィードバック制御を試みることも可能になると考えられるようになった．プラズマをピコ秒，フェムト秒の時間スケールで制御して，結果的に光や荷電粒子をプラズマで自由に操る技術，すなわちプラズマフォトニクスデバイスを開発することが期待されるようになった[4]．本章では電磁波としてレーザー光を想定し，これを制御する空間的周期構造プラズマについて考察する．また，そのようなプラズマフォトニクスデバイスに関して，CPA レーザー装置におけるプラズマを利用したパルス圧縮器としての可能性を検討する．

5.2 空間的周期構造と光のモード結合

電磁波の屈折率に空間的周期構造を与えると構造体へ入射された電磁波の反射，透過には周波数依存性が現れる．

5. Generation of Periodic Structure Plasmas and Its Application to Control of Laser Light

KONDO Kiminori and KODAMA Ryosuke *corresponding author's e-mail: kiminori@ile.osaka-u.ac.jp*
*平成20年4月1日から，独立行政法人日本原子力研究開発機構量子ビーム応用研究部門

©2008 The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research
NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

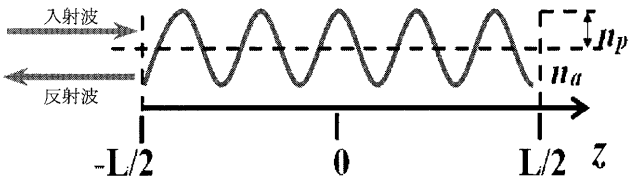

図1　屈折率1次元周期構造.

ここでは1次元モード結合理論を用いて1次元プラズマ周期構造による光の反射，透過について評価する．

図1に示す屈折率周期構造体においてz軸方向における前進波と後進波の電界振幅を$A(z)$，$B(z)$とした場合，zにおける電界強度$E(z)$は次の式で表すことができる[5]．

$$E(z)=1/2[A(z)\exp(-i\beta z)+B(z)\exp(i\beta z)]+\text{c.c.}. \quad (1)$$

ここでβは伝搬定数であり，構造体中の光電磁界の変動因子が$\exp(i(\omega t-\beta z))$で与えられると考える．$\omega$は光の角周波数である．**図1**に示すように，屈折率周期構造の平均屈折率をn_a，屈折率変動振幅をn_p，周期構造の周期長をΛとする．この場合，**図1**に示す屈折率分布は

$$n(z)=n_a+n_p\cos(2\pi z/\Lambda) \quad (2)$$

と書ける．それぞれの構造において回折された後進波が入射端で同位相となれば，後進波は強めあって構造体による反射率が増すと考えられ，そのような条件は$2n_a\Lambda=p\lambda_0$と表せる．ここでpは自然数である．伝搬定数βを用いて表すならば$2\beta\Lambda=2\pi p$と書ける．このような条件を満たす伝搬定数，入射光の波長，角周波数をそれぞれブラッグ波数$\beta_B=n_ak_0$，ブラッグ波長$\lambda_B=2\pi/k_0$，ブラッグ角周波数$\omega_B=c\beta_B/n_a$と呼ぶ．すなわち

$$\Lambda=\frac{p\lambda_B}{2n_a}=\frac{p\pi}{\beta_B} \quad (3)$$

となる．周期構造体に光の伝搬を伴いながら光波を入射すればブラッグ条件の近傍で逆方向結合が生じ，構造体の反射波にはその周期に依存した波長選択性が生まれる．ブラッグ波長近傍では光の透過が妨げられ，フォトニック結晶ではフォトニックバンドギャップと呼ばれている．比誘電率変化の空間依存性は

$$\delta\varepsilon(z)=n^2(z)-n_a^2 \sim n_an_p[\exp(i2\beta_Bz)+\exp(-i2\beta_Bz)] \quad (4)$$

で表せる．式(1)のモード結合方程式に代入することで

$$\frac{dA(z)}{dz}=-i\kappa B(z)\exp(i2Dz) \quad (5)$$

$$\frac{dB(z)}{dz}=i\kappa A(z)\exp(-i2Dz) \quad (6)$$

が得られる．ただしDは離調パラメータであり$D=\beta-\beta_B$である．またκがモード結合定数であり，

$$\kappa=\frac{1}{4}\omega\varepsilon_0\int\delta\varepsilon(r)|E(r)|^2dS$$

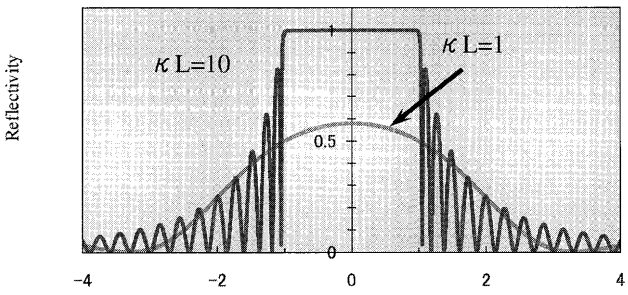

図2　反射率の離調パラメータ依存性.

$$\approx\frac{1}{4}\omega\varepsilon_0(n_an_p)\int|E(r)|^2dS\approx\frac{\pi n_p}{\lambda_B} \quad (7)$$

と近似できる．ここでε_0は真空の誘電率である．(5)，(6)は解くことができ，**図1**の境界$z=-L/2$における前進波と後進波の電界振幅の大きさの2乗の比がエネルギー反射率を与えることになるので，反射率Rは

$$R=\frac{|B(-L/2)|^2}{|A(-L/2)|^2}=\begin{cases}\dfrac{\kappa^2\sinh^2(bL)}{\kappa^2\cosh^2(bL)-D^2}\ ;\ \kappa\geq|D| \\ \dfrac{\kappa^2\sin^2(b'L)}{D^2-\kappa^2\cos^2(b'L)}\ ;\ \kappa\leq|D|\end{cases} \quad (8)$$

と表せる．ここで$b=\sqrt{\kappa^2-D^2}$であり，$b'=\sqrt{D^2-\kappa^2}$である．式(8)で与えられる反射率Rを$\kappa L=1$と10について評価した結果を**図2**に示す．図に示されるように，$\kappa L=1$では反射率がそれほど大きくとれないが，$\kappa L=10$の場合には，$|D/\kappa|<1$の範囲では周期構造体からの反射率がほぼ1に等しくなっていることがわかる．これは周期構造体におけるモード結合が十分になり，離調範囲がモード結合定数程度以内であれば入射光が反射されることを意味している．これは前述のフォトニックバンドギャップに対応している．ここで重要なことは，このような屈折率の空間的周期構造体をプラズマ密度変調により生成した場合，入射光に対してどのような影響を与えることが可能になるかを，上記モード結合理論に基づいて考察することである．プラズマ空間周期構造により，光を制御するためには，まず評価した反射率が十分に高い必要がある．すなわちκLが1に比べて十分大きい必要がある．ところでプラズマの屈折率n_aは

$$n_a=\sqrt{1-\frac{n_e}{n_c}}\approx1-\frac{n_e}{2n_c} \quad (9)$$

と表せる．ここでn_e，n_cはプラズマの電子密度とカットオフ密度を表す．上記近似では入射光に対してプラズマは十分薄いことを仮定している．ここでn_pはプラズマの密度変調Δn_eを用いて表すことができ，

$$n_p=\frac{\Delta n_e}{2n_c} \quad (10)$$

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

と書くことができる．このとき周期的プラズマ密度変調 $\delta n_e(z)=n_e+\Delta n_e\cos(2\pi z/\Lambda)$ とあらわせる．したがって，モード結合定数 κ は

$$\kappa=\frac{1}{2}\frac{\omega_B}{c}n_p=\frac{\omega_B\Delta n_e}{4cn_c} \tag{11}$$

と書けるので．

$$\kappa L=\frac{1}{2}\frac{\omega_B L}{c}n_p=\frac{\pi}{2}\cdot\frac{L}{\lambda_B}\cdot\frac{\Delta n_e}{n_c} \tag{12}$$

となる．薄いプラズマの場合，プラズマ密度変調の振幅 Δn_e が極めて小さくても，その分プラズマスケール長 L を十分長くとれば κL 積を1より十分大きな値にすることができると考えられる．

5.3 プラズマ周期構造のチャープパルス増幅(CPA)レーザーシステムへの応用

本研究において想定しているのはCPAレーザーの最終段階に設置されているパルス圧縮器の回折格子対の機能を，トランジェントな空間的周期構造プラズマに持たせることが可能かどうかである．5.1節で述べたように，超短パルス高出力レーザーの技術向上は目覚ましい勢いを示しており[6]，大阪大学レーザーエネルギー学研究センターでは世界に先駆けた10 PW級ガラスレーザーの建設が行われつつある[7]．この装置は大型のCPAレーザーシステムであり，システム最終段階のパルス圧縮器では2枚の組み合わせ回折格子が利用されている[8,9]．瞬間出力を向上することはより大きなエネルギーパルスを回折格子で受け止めることが要求され，現状の損傷閾値である～J/cm^{2}を考えると10 kJ級のエネルギーパルスではメートル級の大きさが必要となる．現状の大型光学素子技術では40 cm×90 cm級の回折格子が限界であり，それ以上の大きさは組み合わせ法を使う以外に手段がない．また，仮に多数枚の組み合わせを許容したとしても，要求出力を桁違いに向上するにはパルス圧縮器に準備すべきスペースが巨大になる．すなわち，現状でEW (Exa Watt)級のCPAレーザーは核融合レーザードライバーのスケールあるいはそれ以上のスケールであることを免れない．これに対し，本稿で検討するトランジェントな空間的周期構造プラズマを利用してチャープパルスを圧縮することができれば，プラズマには損傷閾値の限界はないので状況が一変することが期待できる．もちろん実際には損傷閾値以外の条件が存在し，別の意味で検討を要する可能性もあるが，ここでは空間的周期構造プラズマによるチャープパルス圧縮を検討する．

空間的周期構造プラズマによる分散付与について説明する前に，CPAについて簡単に説明する．超短パルス光は，時間領域では幅の狭い波であるから，周波数領域では帯域幅の広い光波である．このような光パルスは，レーザー発振器内で発振する光波のモードを周波数に対して揃えることで発生し，周波数領域における中心周波数からのずれ分 $\Delta\omega$ に対する相対位相のずれ方が高々1次の依存性の場合に相当し，フーリエ限界パルスと呼ばれる．こうして発生したフーリエ限界パルスに対し，$\Delta\omega$ に対する2次の依存性を持つ相対位相差を与えれば，すなわち2次の分散 $\ddot{\phi}_0$ を付与すれば，フーリエ合成の際の相対位相差 $\phi(\Delta\omega)=(1/2)\ddot{\phi}_0(\Delta\omega)^2$ となって，時間領域におけるパルス幅が伸長する．フーリエ合成を考えることにより，フーリエ限界パルスの電界パルス波形がGauss型で電界 $\sqrt{1/e}$ 半幅を τ とすれば，パルス幅は $\sqrt{1+(\ddot{\phi}_0^2/\tau^4)}$ 倍に伸長することが示せる．**図3**に示すように，CPAレーザーシステムでは超短パルス発振器から出力されたモード同期パルスにパルス伸長器で2次の分散 $\ddot{\phi}_0$ を付与し，パルス幅を十分に長くする．例えば中心波長800 nm，パルス幅100 fsのチタンサファイアレーザーパルスを100 psに伸長することを想定した場合，

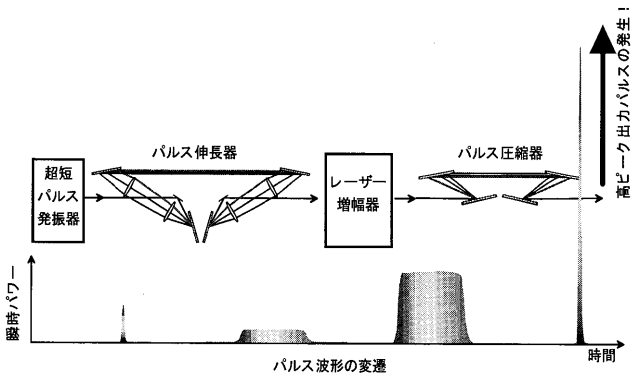

図3　CPAレーザーシステムの原理．

$$\sqrt{1+\frac{\ddot{\phi}_0^2}{\tau^4}}\approx\frac{\ddot{\phi}_0}{\tau^2}\approx 10^3 \tag{13}$$

となり，強度半値前幅100 fsの場合，τ は72 fsに相当し，$\ddot{\phi}_0$ は5.2×10^6 fs^{2}という値になる．途中レーザー増幅器でエネルギーを付与した後，パルス圧縮器においてパルス伸長器で与えた逆の分散，すなわち $\ddot{\phi}_0=-5.2\times10^6$ fs^2 を付与すれば，大きなエネルギーを持ちながらパルス幅は元の100 fsに戻せて，結果的に高い瞬間出力を得ることができるという原理である．本研究では，このようなCPAレーザーシステムのパルス圧縮器の機能を，前節に示した空間的周期構造プラズマを利用して持たせることが可能かどうかを検討する．

5.4 チャープした空間的周期構造プラズマによるパルス圧縮

空間的周期構造プラズマを用いればモード結合定数を十分高くなるように工夫することで光をブラッグの原理で反射することが可能であることがわかったので，次はこの機能を使って，チャープしてパルス幅が伸長した光に，いかに逆の分散を与えて超短パルス光を得るかについて考える．通常，想定されるのはプラズマでできた回折格子を従来の回折格子と同じ方法で使用しパルス圧縮を狙う方法であるが，本研究では，高繰り返し使用に耐えるガス状ターゲットを利用したプラズマによるパルス圧縮を目指すことを想定し，以下に示すチャープした空間的周期構造を利用することを検討した．

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

チャープした空間的周期構造による光の分散制御については，ファイバー回折格子を利用したCPAレーザー装置が既に存在し[10]，そこで利用されている原理をプラズマに置き換えることを想定すればよい．想定しているCPAレーザーのパルス伸長器で与えられた群遅延時間$\tau_{st}(\omega)$とすれば，パルス伸長器で与える位相シフト量$\phi_{st}(\omega)$として

$$\frac{d\phi_{st}}{d\omega}=\tau_{st}(\omega) \tag{14}$$

となる．今，パルス伸長器で与える分散を$\ddot{\phi}_0$とすれば，

$$\frac{d\phi}{d\omega}=\int \ddot{\phi}_0 d\omega=\ddot{\phi}_0\omega+\text{const.} \tag{15}$$

で，const.は積分定数と書ける．パルス圧縮器として用いるチャープしたプラズマブラッグ回折格子(C-PBG)で与える群遅延$\tau_{pbg}(\omega)$とすると，

$$\tau_{pbg}(\omega)=-\tau_{st}(\omega)=-\ddot{\phi}_0\omega-\text{const.} \tag{16}$$

となる．今，**図4**に示すようなC-PBGを考える．$x=0$で短波長成分の反射が開始され，$x=L$までかけて着目している広帯域光の帯域分を反射することを考える．xにおける反射光の角周波数をωとすると，

$$\tau_{pbg}(\omega)=\frac{2x(\omega)}{v_g} \tag{17}$$

となる．ここでv_gはプラズマ中の群速度である．今低密度プラズマを仮定しているので，$v_g\sim c$とみなせる．したがって，

$$x(\omega)=-\frac{c}{2}(\ddot{\phi}_0\omega+\text{const.}) \tag{18}$$

となる．$x=0$では$\omega_0+\Delta\omega/2$なる周波数成分を，$x=L$では$\omega_0-\Delta\omega/2$を反射すると考えれば，

$$\begin{cases}-\frac{c}{2}\left(\ddot{\phi}_0\left(\omega_0+\frac{\Delta\omega}{2}\right)+\text{const.}\right)=0\\ -\frac{c}{2}\left(\ddot{\phi}_0\left(\omega_0-\frac{\Delta\omega}{2}\right)+\text{const.}\right)=L\end{cases} \tag{19}$$

となる必要があり，したがって，

$$\begin{cases}2L=c\ddot{\phi}_0\Delta\omega\\ \tau_{pbg}(\omega)=-\ddot{\phi}_0\left(\omega-\left(\omega_0+\frac{\Delta\omega}{2}\right)\right)\end{cases} \tag{20}$$

という関係が成立することになる．したがって，

$$x(\omega)=-\frac{1}{2}c\ddot{\phi}_0\left(\omega-\left(\omega_0+\frac{\Delta\omega}{2}\right)\right) \tag{21}$$

となり両辺の微分を考えることにより，

$$\delta x=-\frac{1}{2}c\ddot{\phi}_0\delta\omega \tag{22}$$

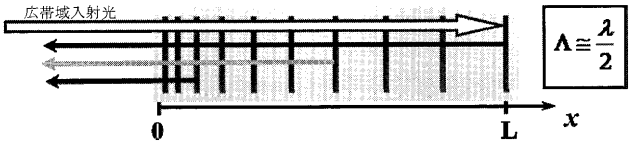

図4　C-PBGの模式図．

という関係が成立しなければいけない．$\delta\omega$という離調範囲内で，スケール長δxのほぼ等周期のPBG(Plasma Bragg Grating)があり，それが十分光を反射する条件を見つければよいと考えられる．5.2節の考察から$\kappa L\gg 1$の条件が，$|D|\ll|\kappa|$という離調パラメータの条件を満たせばいいから，$\delta\omega=c\kappa$として，

$$\delta\omega=\frac{\pi n_p c}{\lambda}\approx\frac{1}{2}n_p\omega \tag{23}$$

という条件のもとで，$\kappa|\delta x|\gg 1$となることが必要と考えられる．すなわち，

$$\left(\frac{n_p\omega}{2}\right)^2\ddot{\phi}_0\gg 1 \tag{24}$$

が条件であることがわかる．前節で述べたパルス伸長を仮定した場合，$\ddot{\phi}_0$は大きさにして5.2×10^6 fs^{2}必要と見積もることができたので，この場合屈折率変動振幅n_pは1.4×10^{-7}より十分に大きければ反射光を得ることが可能と評価できる．式(10)を考慮すればΔn_eは4.9×10^{14} cm^{-3}に比べて十分に大きな値であればよいということになり．このことは十分光が透過できるほどの10^{18} cm^{-3}程度のプラズマであっても，極めてわずかな密度変調をチャープした形で規則正しく与えることができれば，十分大きなC-PBGからの反射が得られることを示す．さらに，このような条件を満足するC-PBGの長さLを評価する場合，C-PBGの反射帯域を中心波長0.8 μm，100 fsのフーリエ限界2.77×10^{-2} rad/fsの3倍程度をカバーする帯域幅として0.1 rad/fs程度と仮定すれば，式(20)の第一式を考えることにより30 cm程度の長さは必要ということがわかる．もちろんこの際に式(21)で与えられる関係で反射光の角周波数が決められる必要があるので，それに従って空間的周期構造の周期が変化していく必要がある．ちなみにおよその周期は5.2節で説明したブラッグ条件で決まり，屈折率がほぼ1であることからΛは0.4 μm程度となる．

5.5　チャープした空間的周期構造プラズマの発生法の検討

ここまではC-PBGによるCPAレーザーにおけるパルス圧縮の可能性を理論的に検討してきたが，本節では具体的にどのようにしてC-PBGを発生させるかについていくつか検討し，その可能性について考える．

まず，**図5**に示すように，2本の広帯域パルスを2枚の回折格子に当てて，回折光を干渉させてプラズマを作る方法が考えられる．この方法はファイバーブラッグ回折格子(FBG)を作成する際に取る方法と類似するが，レーザープラズマを発生させるほどの高強度を空間的に広い範囲にわ

NII-Electronic Library Service

The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

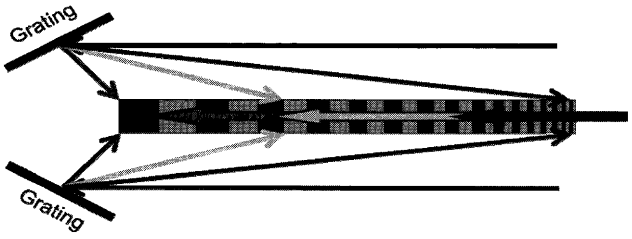

図5 回折格子で分散した広帯域パルスを干渉させる方法.

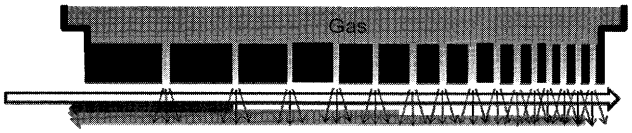

図6 ナノホールアレイをガスノズルにしてチャープ構造プラズマを作る.

たって維持する必要があるので相当高出力のレーザーを準備する必要がある.

次に, $10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 程度の電子密度変調を与えればいいということであれば, **図6**のように空間的にチャープした構造のナノホール（スリット）アレイを作り, ガスを緩く真空中へリークし, あらかじめターゲットガス分布にチャープ構造を持たせておく方法が考えられる. この方法の場合, ナノホールから遠ざかればガス密度分布がすぐに均一になることが考えられるので, ナノホール直下を高強度レーザーで十分な長さにわたりイオン化する必要がある.

最後に超短パルス高出力レーザーを利用する方法について考える. 非共鳴多光子電離過程[11]を利用し, 2つのパルスが干渉して強めあう点でのみイオン化閾値を超えた電離過程が起こることを利用する. このような電離過程を利用すれば**図5**のようにエネルギーを空間的に分離してイオン化を起こす必要がないので, 回折格子書き込みレーザーに対する要求パワーの低減につながる. すなわち**図6**に示すように, お互いに逆方向にチャープしたパルスを多光子イオン化を起こすガス中で交差させる. 図のようにパルスがぴったり重なった時だけ空間的にチャープした構造で干渉が起き, 瞬間的に強度の強い点と強さがゼロの点が励起波長の二分の一の間隔で帯域の逆数で決まる時間幅の間だけ持続することになる. 逆に, それ以外の時間では強度は足し算になるので干渉によるピーク強度近傍でのみ非共鳴多光子イオン化過程が起こる条件を実現すれば, 光の波長程度のチャープした空間的周期構造プラズマを発生することができる. ただし, そのような空間構造は熱的に緩和するので進行波的に回折格子が生成されることが望ましい. **図7**にそのようなアイデアを実現すべく検討した方法を示す. 片側のパルスを十分短いパルス幅にして, 交差させれば, 生成される回折格子は周期を変えながら空間をスウィープすることが考えられる. このようにすれば, ライフタイムの短い空間的周期構造を制御することも可能になると考えられる.

5.6 まとめ

プラズマの空間的周期構造を利用したCPAレーザーに

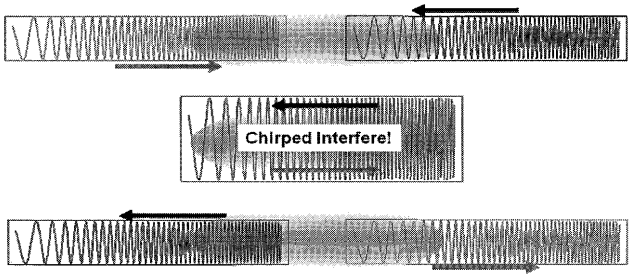

図7 逆方向にチャープした高強度パルスをガス中で交差させる方法.

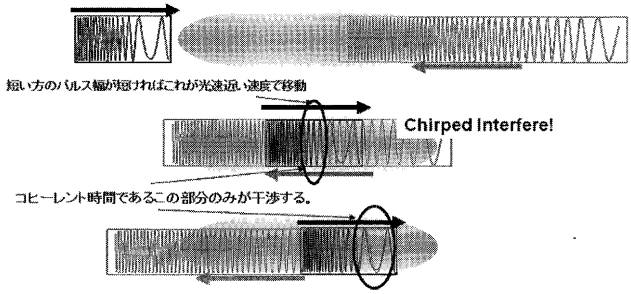

図8 片方のチャープ光をある程度圧縮して交差させる方法. こうすれば周期構造プラズマが時間的にスウィープするので周期構造のライフタイムが短い場合に適応できる.

おけるパルス圧縮の可能性を検討した. 1次元のモード結合理論によりブラッグ反射条件を検討し, 具体的なレーザープラズマに対する条件を明らかにした. その結果, プラズマ密度にして $10^{14}\,\mathrm{cm}^{-3}$ 程度以上の空間的変調振幅があれば十分であることがわかった. ただしチャープしたパルス幅と帯域幅によってC-PBGの長さが決まり, 例えば中心波長0.8 μmで100 fsのパルスが100 psにチャープしている場合30 cm程度のC-PBGが必要であることがわかった. また具体的にC-PBGを生成する方法をいくつか提案し, その可能性を議論した. 今後, 実際にC-PBGを実験的に生成することが必要であり, 生成されたC-PBGによるパルス圧縮のデモンストレーションが期待される.

謝辞

本研究は戦略的創造研究推進事業CRESTによる支援の下遂行された.

参考文献

[1] D. Strickland and Mourou, Opt. Commun. **56**, 219 (1985).
[2] J. Kemetec *et al.*, Opt. Lett. **16**, 1001 (1991).
[3] A. Sulivan *et al.*, Opt. Lett. **16**, 1409 (1991).
[4] R. Kodama *et al.*, Nature **432**, 1005 (2004).
[5] 例えば, 左貝潤一：導波光学（共立出版）.
[6] T. Tajima and G. Mourou, Phys. Rev. STAB **5**, 031301 (2002).
[7] 例えば, N. Miyanaga *et al.*, *IFSA06 Proceedings*.
[8] T.J. Kessler *et al.*, Opt. Lett. **29**, 636 (2004).
[9] J. Bunkenburg, T.J. Kessler *et al.*, **31**, 1561 (2006).
[10] G. Imeshev *et al.*, Opt. Lett. **29**, 679 (2004).
[11] M.D. Perry *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 1270 (1988).

NII-Electronic Library Service