



解説

ダイバータプラズマにおける炭化水素 - 分光計測から分かること -

仲野 友英, 門信 一郎¹⁾

(日本原子力研究所那珂研究所, ¹⁾東京大学高温プラズマ研究センター)

Hydrocarbons in Divertor Plasmas - what can be understood from spectroscopy -

NAKANO Tomohide and KADO Shinichiro¹⁾

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 311-0193, Japan

¹⁾High Temperature Plasma Center, The University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan

(Received 12 November 2003)

The band structure of the $A^2\Delta - X^2\Pi$ system of the CH radical, the method of hydrocarbon flux measurement, and the modeling of hydrocarbon elementary processes are described. Reviews of recent research achievements are also presented. At JT-60U divertor plates, the chemical sputtering yields of not only CH_4 but also C_2H_y have been measured with simultaneous observation of the CH and C_2 bands. In the MAP-II device in the University of Tokyo, hydrocarbon-enhanced molecular assisted recombination processes have been qualitatively proved by comparison of the measured and the modeled CH band intensity.

Keywords:

hydrocarbon, spectroscopy, divertor, CH radical, chemical sputtering, MAR, JT-60, MAP-II

1. はじめに

分光計測はもっとも基本的なプラズマ診断法の一つである。核融合実験装置のプラズマでいえば、高温の炉心プラズマ(電子温度 $T_e > 20$ keV)から低温のダイバータプラズマ($T_e < 1$ eV)にいたるまで、様々な物理量の計測に用いられる。にもかかわらず、たとえば不純物スペクトル線強度の変化を不純物量の変化と同一視するといったやや短絡的あるいは表面的な解釈をしばしば見かけるのはなぜであろうか? 著者はこの問いに対し、分光データの背後に潜んだ物理過程は直接には見えないことが原因の一つではないか、と考えている。

たとえば、炭化水素ラジカルの発光(CHバンド)強度を測定してメタン(CH_4)の損失量(解離, 電離などによって失われる量)を測定する場合を考える(4章)。Fig. 1に示すように、電子温度が6 - 30 eVでは支配的なメタン損失過程は電子衝突による解離である。 CH_4 は主に解離によって、場合によっては CH_3 や CH_2 を経由してCHとなり、一部は励起されてCHバンドを放射する(後でFig. 3(b)を参照)。議論をこの温度領域に限り他のメタン損失過程は無視できるとすると、比較的単純なモデルでCHバンド強度とメタン損失量を結びつけられそうである。逆に、電子温度を制御して6 eVを中心にスキャンすれば、支配的なメタン損失過程を電子衝突から荷電交換へと変化させることができるであろう(5章)。このように分光計測は、それを支

author's e-mail: nakanot@fusion.naka.jaeri.go.jp, kado@q.t.u-tokyo.ac.jp

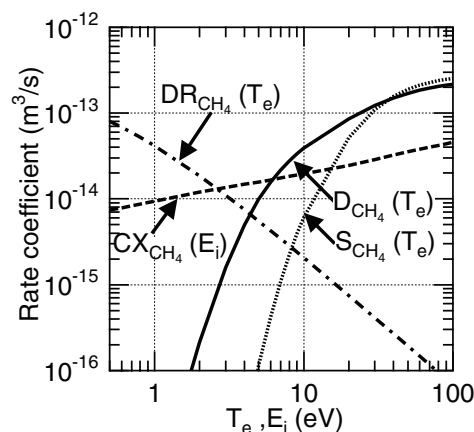


Fig. 1 Rate coefficients of electron impact dissociation (D_{CH_4}), electron impact ionization (S_{CH_4}), dissociative recombination (DR_{CH_4}), and charge exchange ionization (CX_{CH_4}) as a function of electron temperature T_e or impact energy E_i .

配する背後の物理過程と結びつけることによって、“monitoring (監視)”から“diagnostics (診断)”へと発展する。

そこで本解説ではやや講座的になるが、CHバンドの解説から始め、CHバンド強度とメタンの損失量の関係をモデリングおよび実験の両面から解説する。そのときに必要な仮定、手法、およびデータベースを原子の場合($\text{H}\alpha$ 線強度と水素原子の損失量の関係)と比較することで、理解し

やすいように配慮した．その後，炭化水素に関する最近の研究成果をややレビュー的に紹介する．

2. CH バンドの構造

一般的な分子スペクトルの解説は教科書に頼らざるを得ない．また，分光記号および選択則については文献 [1] にまとまった解説があるので一読されたい．ここでは，Fig. 2 に示す CH バンド構造の理解に必要な情報のみを記す．

炭化水素等の分子の場合，準位のエネルギーは原子の場合と共通の“電子項”に加え，“振動項”および“回転項”の和で表される．これらの項間のエネルギー差は電子項 \gg 振動項 \gg 回転項であるため，主に紫外～可視域にスペクトルをもつ電子項間遷移 (electronic transition) には振動構造 (vibronic)，さらにその振動構造間には回転構造 (rovibronic) が带状 (band) になってあらわれる．電子項，振動項およびスピンを合成した回転項の準位をそれぞれ n ， v および J で示すと，上準位 ($'$) から下準位 ($''$) への遷移の自然放出係数 (A 係数) は多くの場合近似的に，

$$A_{n''v''J''}^{n'v'J'} \approx \text{const} \cdot \nu_{n''v''J''}^{n'v'J'} \bar{R}_e^{-2} q_{v''v''} S_{JJ''} / (2J' + 1) \quad (1)$$

と表される．ここで $\nu_{n''v''J''}^{n'v'J'}$ は放射される光の振動数， \bar{R}_e は電子項間の遷移モーメント， $q_{v''v''}$ は振動項間遷移の相対強度を表すフランク-コンドン因子 (Franck-Condon factor)， $S_{JJ''}$ は回転項間遷移の相対強度を表すヘルン-ロンソン因子 (Hönl-London factor)¹，および $2J' + 1$ は上準位の回転項の統計重率である．

分子の分光記号は原子の $L-S$ 結合と同じような取り扱いによって $\Lambda-S$ 結合で表記される．全スピン角運動量量

子数 S ，全軌道角運動量の分子軸方向成分 Λ ($\Lambda = 0, 1, 2, \dots$ に対し $\Sigma, \Pi, \Delta, \dots$ で項を表す．ただし， $\Lambda \neq 0$ のとき Λ と $-\Lambda$ は縮退する．)， S の分子軸方向成分 Σ ($\Sigma = S, S-1, \dots, -S$) を用いて， $^{2S+1}\Lambda_{\Lambda\Sigma}$ で表される²．CH ラジカルの基底準位の電子配置は $(1s\sigma)^2(2s\sigma)^2(2p\sigma)^2(2p\pi)$ である．最外殻電子 ($2p\pi$) 以外のそれぞれの電子はすべて σ 電子なので角運動量の分子軸方向成分 λ はゼロになり，最外殻電子の λ ($=1$) から $\Lambda = 1$ となる．また，最外殻以外のそれぞれの軌道ではスピンの向きが逆の電子が対になって収まっているためスピン角運動量の和はゼロになり，最外殻電子のスピン ($=1/2$) から， $S = 1/2$ となる．その結果，スピンに関する二重項 (doublet) に分離される．電子項の最低エネルギー準位は X (以降，エネルギー順に A, B, C, \dots) と名づけられるので，CH ラジカルの基底準位は $X^2\Pi_{3/2,1/2}$ と表記される．第一励起準位の電子配置は $(1s\sigma)^2(2s\sigma)^2(2p\sigma)(2p\pi)^2$ であり， $\Lambda = 2$ または 0 ，および $S = 1/2$ または $3/2$ なので，二重項の $A^2\Delta_{5/3,3/2}$ ， $B^2\Sigma_{1/2,-1/2}$ ， $C^2\Sigma_{1/2,-1/2}$ ，および四重項の $a^4\Sigma_{3/2,1/2,-1/2,-3/2}$ (準安定準位) が可能である³．

第一励起準位から基底準位への電子項間遷移 (およびその波長域) は $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$ (~ 430 nm)， $B^2\Sigma^- \rightarrow X^2\Pi$ (~ 390 nm)，および $C^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$ (~ 310 nm) であり，波長域が可視分光に適する $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$ システムが最もよく計測に用いられる．第一励起準位間の遷移は選択則 $\Delta\Lambda = 0, \pm 1$ ， $\Sigma^- \leftrightarrow \Sigma^-$ ，および $\Sigma^+ \leftrightarrow \Sigma^+$ によって禁じられているため，基底準位との遷移のみを考えればよいことは CH バンド分光計測の利点である．

Fig. 2(a) に示すように， $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$ システムの回転項間に関する選択則は $J' - J'' = -1, 0, +1$ であり，それぞれ

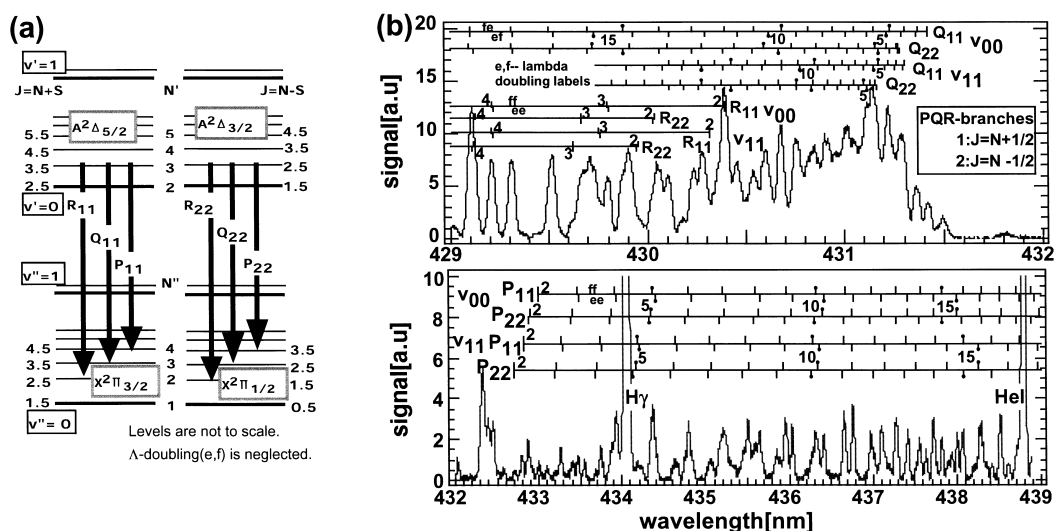


Fig. 2 (a) Schematic energy level diagram to explain the rovibronic transition of the $A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$ system in the CH band spectra. Λ -type doubling is not shown. (b) Scanning spectrogram including the CH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$) band measured from the He plasma with CH_4 injection in the MAD-II device. Numbers on the ticks represent the rotational quantum number without spin N' of CH($A^2\Delta$). Two ticks for N' above and under the line indicate the wavelength difference due to Λ -type doubling.

¹回転線強度 (rotational line strength) ともいう．

²添え字の Σ は $\Lambda = 0$ の Σ 項の意味ではないことに注意．

³ Σ の右肩の + および - はそれぞれ分子軸を含む面に対する波動関数の鏡映操作に関する対称および反対称を示す．

P, Q, R 枝 (branch) という . 慣例としてスピン +1/2 を添え字 1, -1/2 を添え字 2 として, 例えば $S' = S'' = 1/2, J' - J'' = -1$ の場合 P_{11} あるいはスピンを除いた終状態の回転量子数 N'' を明記して $P_{11}(3)$ のように表記される^{4,5}. 上下準位とも $L \neq 0$ であるので L と $-L$ の縮退が解け, 回転項を含む全波動関数の反転性 (parity) に関する選択則 (正 (+) → 負 (-)) より P, Q, R 枝それぞれに L 型二重分離による微細構造が 2 系統存在する⁶. Fig. 2(b) では各枝を示す直線上にこの分離を上下の目盛りで区別した .

$A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$ システム (主に $v' \rightarrow v'' = 0 \rightarrow 0, 1 \rightarrow 1$) を観測する場合 (以降, $\text{CH}(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンド), Fig. 2(b) に示すように, P 枝は回転構造の分離幅が大きいので高分解能分光器を用いればそれらを分離できるが, 強度が弱い ため計測ノイズや不純物スペクトル線の影響を受けやすく計測が難しい . 一方, Q 枝は強度が強く計測は容易だが, 回転構造の分離は難しい . P, Q, R 枝の強度比はヘンル - ロンドン因子で関係づけられるので, 原理的にはどの枝からも励起準位 $A^2\Delta$ の密度を求めることができる . P 枝でスペクトルを同定して励起準位 $A^2\Delta$ の回転準位間の密度比を求め, 再構成した Q 枝を測定されたスペクトルと比較するなどの工夫によって計測精度をあげることができる [2] .

振動および回転準位密度の量子数に対する分布は熱平衡と等価な温度として表されることが多く (熱平衡でない場合はその分布に最も近い熱平衡分布を表すことになる), 振動温度 T_{vib} および回転温度 T_{rot} で表す . 同定可能なスペクトルから回転温度 (2 温度の場合もあり得る) を推定し, それをもとに再構成した回転スペクトルの総和を求めると全発光強度が得られる . 回転温度が変化すれば単一波長 (たとえば “バンドヘッド” と呼ばれる最大強度を与える波長 ~ 431.5 nm) の強弱が必ずしも $\text{CH}(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンド強度の総和の強弱を反映しないこともあり得るので, 注意が必要である .

3 . 全発光強度の解析

分光計測は線積分計測であるため, 計測量は放射照度 [Wm^{-2}] で表される . レンズなどを用いて視野が円柱状である場合, 何らかの方法で視線方向の発光領域の長さが求められると, 単位体積あたりの平均放射束 [Wm^{-3}] が計算される . さらに, 1 つの光子がもつエネルギーで割ると, 単位体積あたり単位時間に放射される光子数, すなわち光子放射率 ϵ [$\text{ph m}^{-3}\text{s}^{-1}$] に換算される . 本章では, 単位体積あたりのプラズマを考えるので発光強度として光子放射率を用いる .

3.1 解析的手法

3.1.1 原子の場合

単位体積の水素プラズマで, 電子密度 n_e があまり高くなく ($n_e < 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$), 電子とイオンの再結合が無視できる状態を考える . このプラズマでは, Fig. 3(a) に示すように, 流れ込む水素原子の量 $\Gamma_{\text{H}}^{\text{in}}$ と流れ出る水素原子の量 $\Gamma_{\text{H}}^{\text{out}}$ および水素イオンの量 $\Gamma_{\text{H}^+}^{\text{out}}$ が一定となる定常状態が成り立つとする .

プラズマに流れ込む水素原子の一部は電子衝突によって電離される . 単位時間あたりの水素原子の電離量 $\Gamma_{\text{H} \rightarrow \text{H}^+}$ [$\text{m}^{-3}\text{s}^{-1}$] は, 水素原子密度 n_{H} [m^{-3}] と電離速度係数 S [$\text{m}^3 \text{ s}^{-1}$] を用いて,

$$\Gamma_{\text{H} \rightarrow \text{H}^+} = n_e n_{\text{H}} S \quad (2)$$

と表される . ここで, 電離速度係数 S は電離断面積 σ_{ion} と電子速度 v_e の積の平均値で $S = \langle \sigma_{\text{ion}} \cdot v_e \rangle$ と表される . この電離量は Fig. 3(a) に示すようなコロナモデルを用いて, たとえば $\text{H}\alpha$ 線 ($\text{HI}(n=2 \leftarrow 3)$, n は主量子数) の発光強度と関連づけられる . ここでコロナモデルとは, 電子衝突による基底準位 $n=1$ からの励起準位 $n=3$ への励起状態生成量と自然放出による $n=3$ の励起状態損失量が釣り合う [3] とするモデルである⁷. コロナモデルを適用できる場合, 励起の速度係数 $X_{1 \rightarrow 3}$ と自然放出係数 A (添え字は準位間の遷移を示す) を用いて,

$$n_e n_{\text{H}} X_{1 \rightarrow 3} = n_{\text{H}}(n=3)(A_{3 \rightarrow 1} + A_{3 \rightarrow 2}) \quad (3)$$

と表せる . ここで, 励起速度係数 $X_{1 \rightarrow 3}$ は励起断面積 σ_{ex} と電子速度 v_e の積の平均値で $X_{1 \rightarrow 3} = \langle \sigma_{\text{ex}} \cdot v_e \rangle$ と表される . また, $n_{\text{H}}(n=3)$ は水素原子の励起準位 $n=3$ の密度である . $\text{H}\alpha$ 線の発光にともなって単位体積から放出される光子数 [$\text{ph m}^{-3}\text{s}^{-1}$] は, 励起準位密度と自然放出係数の積で表せる .

$$\epsilon_{\text{H}\alpha} = n_{\text{H}}(n=3)A_{3 \rightarrow 2} \quad (4)$$

(2 式と (4 式) の比は (3 式) を用いると,

$$\Gamma_{\text{H} \rightarrow \text{H}^+} / \epsilon_{\text{H}\alpha} = S / XB \quad (5)$$

となる (X の添え字を省略) . ここで, 発光の分岐比 $B = \frac{A_{3 \rightarrow 2}}{A_{3 \rightarrow 2} + A_{3 \rightarrow 1}}$ である . すなわち, $\text{H}\alpha$ 線の強度から電離量を算出するのに必要な情報は, 基底準位からの電離速度係数, 基底準位 $n=1$ から励起準位 $n=3$ への励起速度係数, および分岐比であることがわかる . 診断の対象が水素原子および水素様イオンであれば, これらの速度係数は解析的に計算され [4], その他の原子・イオンであれば, データパッケージ ADAQ5 [5] などから得られる .

(5 式) の左辺 S/XB は $T_e > 20 \text{ eV}$ および $n_e < 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

⁴古い論文や伝統的な教科書では N でなく K が用いられた . 現在では多原子分子の場合に K を J の分子軸方向成分として使うが, 密度や主量子数として N や n を用いる場合などに混乱しやすい (文献 [2] 等では混乱を避けるため K が用いられた) . 文献ごとに定義を確認されたい .

⁵ $N = A, A+1, A+2, \dots$ および $J = (N+S), (N+S-1), \dots, |N-S|$. 今の場合, $S = 1/2$ であるので $J = N+1/2, N-1/2$ となる .

⁶ $A^2\Delta$ 準位の分離幅はわずかであるので主に $X^2\Pi$ の分裂の寄与を観測する .

⁷ $n > 3$ の準位から $n=3$ の準位への自然放出による励起状態の流れ, すなわちカスケードの影響を無視した .

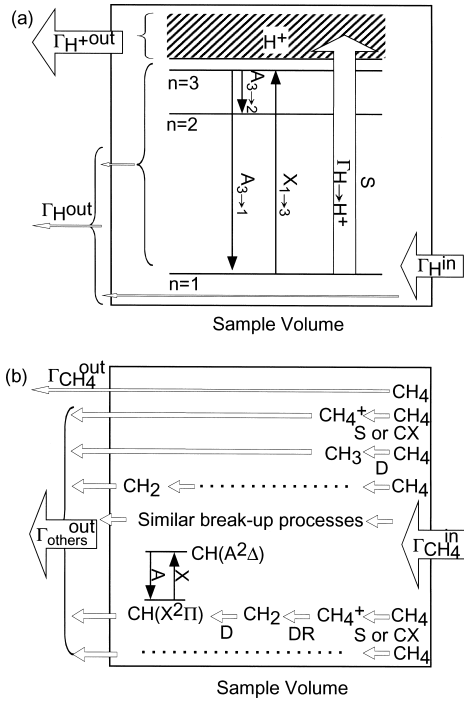


Fig. 3 (a) Atomic (hydrogen) and (b) molecular (methane) processes considered in the sample volume. $\Gamma_{\text{species}}^{\text{in}}$ and $\Gamma_{\text{species}}^{\text{out}}$ indicate the in- and out-flux of the species, respectively. "others" as the species indicates the sum of carbon containing fragments originating from CH_4 . D , S , CX , DR and X indicate, dissociation, ionization, charge exchange ionization, dissociative recombination and excitation rate coefficients, and A indicates spontaneous transition probability.

で電子温度および電子密度依存性は弱く, $S/XB \sim 10 - 20$ である. そのため, H_α 線の強度は水素の電離束(単位時間あたりの電離量)とほぼ比例関係にあると見なせる. この性質を利用し, あまり低温高密度でないダイバータプラズマでは, H_α 線の強度はリサイクリング束(ダイバータ板から放出される水素(重水素)原子束)を求めるのにしばしば用いられる. ダイバータ板から放出された水素分子が水素原子に解離して Fig. 3(a)に示すプラズマの右面に流れ込み, ほとんどすべてが電離して左面から流れ出すとする. この場合, 流れ出る水素原子束は無視できるとすると, 以下の関係が成り立つ.

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{H}}^{\text{in}} &= \Gamma_{\text{H}^+}^{\text{out}} + \Gamma_{\text{H}}^{\text{out}} \\ &= \Gamma_{\text{H} \rightarrow \text{H}^+} + \Gamma_{\text{H}}^{\text{out}} \\ &\simeq \Gamma_{\text{H} \rightarrow \text{H}^+} \end{aligned} \quad (6)$$

したがって, 流れ込む水素原子束(リサイクリング束)は電離束と等しいと見なせる. その結果, (5) 式から直ちにリサイクリング束が算出される.

ただし, $T_e < 20 \text{ eV}$ では S/XB は電子温度の低下に伴い急激に減少する. そのため, H_α 線の強度からリサイクリング束を求めるには正確な電子温度の値が必要である. $T_e < 1 \text{ eV}$ では電子と水素イオンの再結合が無視できず, 再結合の結果としての H_α 線の放射が加わる. この場合, 何らかの方法で観測された H_α 線の強度から再結合の影響を取り除

く必要がある. また, $n_e > 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ では S/XB の電子密度依存性が強くなる. 詳細は文献[3]に譲るが, この電子密度依存性は電子密度が高くなると電子と水素原子の衝突頻度が高くなり, その結果, 励起準位 $n=3$ の主要な損失過程が自然放出から電子衝突に変化することによる. 電子衝突では, $n=3$ からは近接する励起準位 $n=2$ および $n=4$ へそれぞれ最も脱励起および励起されやすく, 逆に $n=3$ へは $n=2$ および $n=4$ からそれぞれ最も励起および脱励起されやすい. したがって, $n=3$ の励起状態損失と生成のバランスはもはや(3) 式のような単純なコロナモデルで記述されず, 他の励起準位も含めた衝突放射モデル[6]で記述される.

3.1.2 分子の場合

原子の場合, 電離する粒子と発光する粒子は同じであるのに対し, 分子の場合ではしばしば異なる. たとえばダイバータプラズマではメタンの発光スペクトルは有意に観測されないので, メタンの損失量(解離+電離量)を求めるのに十分な発光強度をもつ CH ラジカルの発光を測定する必要がある. ここでは, $\text{CH}(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンドの発光強度とメタンの損失量を関連づける. 上述の水素原子の場合と同様に, Fig. 3(b)に示すような単位体積のプラズマに流れ込むメタンの量 $\Gamma_{\text{CH}_4}^{\text{in}}$ と流出するメタン $\Gamma_{\text{CH}_4}^{\text{out}}$ および解離(または電離)生成物の量 $\Gamma_{\text{others}}^{\text{out}}$ が一定となる定常状態を考える.

(2) 式に対応するメタンの損失量 Γ_{loss} は

$$\Gamma_{\text{loss}} = n_e n_{\text{CH}_4} (D + S + CX) \quad (7)$$

と表せる. ここで, D , S および CX はそれぞれメタンの解離, 電離, および荷電交換電離の速度係数である. Fig. 3(b)中ほどに示すように, CH ラジカルの励起準位 $A^2\Delta$ について, 電子衝突による基底準位 $X^2\Pi$ からの励起状態生成量と自然放射による励起状態損失量が釣り合うと仮定する(コロナモデル). (3) 式に対応する励起状態生成・損失の釣り合いは,

$$n_e n_{\text{CH}(X^2\Pi)} X_{X^2\Pi \rightarrow A^2\Delta} = n_{\text{CH}(A^2\Delta)} A_{A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi} \quad (8)$$

と表せる(励起準位 $A^2\Delta$ は第一励起準位ですべて基底準位 $X^2\Pi$ に遷移するので, 電子項間遷移の分岐比 $B=1$). ここで, $n_{\text{CH}(A^2\Delta)}$ は CH ラジカルの励起準位 $A^2\Delta$ の密度である. (4) 式に対応する $\text{CH}(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンドの発光にともなって単位体積から放出される光子数は,

$$\epsilon_{\text{CH}(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)} = n_{\text{CH}(A^2\Delta)} A_{A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi} \quad (9)$$

(7) 式と(9) 式の比は(8) 式を用いると,

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{loss}} / \epsilon_{\text{CH}(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)} &= \frac{n_{\text{CH}_4}}{n_{\text{CH}(X^2\Pi)}} \cdot \frac{D + S + CX}{X} \\ &= \frac{1}{F} \cdot \frac{D + S + CX}{X} \end{aligned} \quad (10)$$

すなわち, $\text{CH}(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンドの発光強度から CH_4 の損失量を求めるのに必要な情報は, 解離, 電離, 荷電交換電離, および $\text{CH}(X^2\Pi)$ から $\text{CH}(A^2\Delta)$ への励起の各

速度係数に加えて、CH ラジカルとメタンの密度比(≡ F)が必要である。(5)式と(10)式を比べればわかるように、この密度比 F は原子の場合には必要ではない。分子の場合には、プラズマに流れ込む粒子と発光する(診断に用いる)粒子が異なるために、それらの密度比が必要になる。

3.1.3 分子過程のモデリング

さて、この密度比 F を計算する。ここで考慮する過程を Fig. 3(b)に示す。プラズマに流れ込むメタンは電子・水素イオン衝突により解離・電離などを繰り返し、様々なラジカルおよびそのイオンとなってプラズマから流れ出る。この過程を速度方程式を用いてモデル化すると、

$$\frac{d}{dt}X = n_e M X \quad (11)$$

ただし、ここで M は速度係数からなる正方行列、 X は n_{CH^+} , n_{CH} , $n_{CH_2^+}$, n_{CH_2} , $n_{CH_3^+}$, n_{CH_3} , $n_{CH_4^+}$, n_{CH_4} を要素にもつ列ベクトルである。(11)式からたとえば CH_2 の行を具体的に書き下すと、

$$\frac{dn_{CH_2}}{dt} = n_e \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -D_{CH_2} - S_{CH_2} - CX_{CH_2} - 1/\tau n_e \\ D_{CH_3^+ \rightarrow CH_2} + DR_{CH_3^+ \rightarrow CH_2} \\ D_{CH_3 \rightarrow CH_2} + S_{CH_3 \rightarrow CH_2} \\ D_{CH_4^+ \rightarrow CH_2} + DR_{CH_4^+ \rightarrow CH_2} \\ D_{CH_4 \rightarrow CH_2} + S_{CH_4 \rightarrow CH_2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} n_{CH^+} \\ n_{CH} \\ n_{CH_2^+} \\ n_{CH_2} \\ n_{CH_3^+} \\ n_{CH_3} \\ n_{CH_4^+} \\ n_{CH_4} \end{pmatrix} \quad (12)$$

となる。ただし、水素イオン密度・温度は電子密度・温度に等しいと仮定した。水素イオン密度・温度は炭化水素ラジカルとの荷電交換過程を考えるとときに必要である。ここで DR は解離性再結合の速度係数を示し、 S , D , CX および DR の添え字は反応前後のラジカルまたはラジカルイオンを示す(ただし、反応後のラジカルが示されていない場合は、その総和とする)。また、 τ は注目している体積での閉じ込め時間を表し、 $-n_{CH_2}/\tau$ は輸送による粒子損失率を表す。この速度方程式を Fig. 3(b)に示すような定常状態で解く($n_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $\tau = 1 \times 10^{-4} \text{ s}$ のとき約 $5 \times 10^{-5} \text{ s}$ で定常状態に到達する)。定常状態では、(11)式の左辺の時間微分項を 0 とすることができ、(11)式は一次方程式となる。左から M^{-1} を乗じてこの方程式を解くと、CH ラジカルとメタンの密度比 F が得られる。ここでもとめた F を用い、(10)式の左辺 $\Gamma_{\text{Loss}}/\epsilon_{CH(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)}$ を電子温度の関数として計算した。以降、

$$\Gamma_{\text{Loss}}/\epsilon_{CH(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)} \equiv CH_4\text{-Loss-events}/CH\text{-photon} \quad (13)$$

のように定義する。この量は、ラジカルがバンド光子 1 個を放射するとき解離または電離によって失われる分子の個数比を表すからである。

Fig. 4 に示すように、計算条件 $n_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $\tau = 1 \times 10^{-4} \text{ s}$ のとき、電子温度 $\sim 50 \text{ eV}$ で $CH_4\text{-Loss-events}/CH$

-photon は ~ 190 であるが電子温度の低下とともに減少する。 $CH_4\text{-Loss-events}/CH\text{-photon}$ の減少は、 $CH(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンドの発光強度に対してメタンの解離・電離の回数が減る、あるいは逆にメタンの解離・電離の回数に対して $CH(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンドの発光強度が強くなることを意味する。比較のため、同じ図に Behringer が同じ計算条件でおこなった計算結果 [7] を示す。両者の計算結果とも、電子温度が 50 eV から 10 eV へ低下するとともに $CH_4\text{-Loss-events}/CH\text{-photon}$ は減少する傾向を示すが、絶対値は最大で約 50% 異なる。

両者の計算結果が異なる理由は、使用した断面積データセットが異なるためであると考えられる。著者はメタンの解離・電離過程を計算するのに必要な断面積データセットをデータソース [8-11] から構築した。対して、Behringer は異なるデータソース [12] から構築した。本解説では、計算結果の差について断面積の大きさを比較するなどの追跡はこれ以上行わないが、計算結果の信頼性を高めるには支配的な過程について評価済みデータ [8] の使用を薦める。評価済みデータとは、複数の実験測定データが存在する場合にはそれらの比較を行う、実験測定データが少ない場合には理論計算によるデータと比較を行う、などの方法で信頼性が評価されたデータを指す。

3.2 実験的手法

実験的な $Loss\text{-events}/photon$ の測定方法はきわめて単純である。炭化水素をプラズマに入射して、その入射束とラジカルが放射する光子束の比を測定する。具体的には、Fig. 3(b)の右面から単位時間あたり一定量の炭化水素を入射し、プラズマに流れ込む炭化水素の量と流れ出るラジカルの量が一定となる定常状態において、 $CH(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンドまたは(あるいは同時に) $C_2(A^3\Pi \rightarrow X^3\Pi)$ バンドの発光強度を測定する。この手法では(13)式の左辺分子が外部から制御される量、分母が測定される量となるため、 $Loss\text{-events}/photon$ を直接的に測定することができる。ただし、Fig. 3(b)に示すように観測体積に含まれるプラズマが

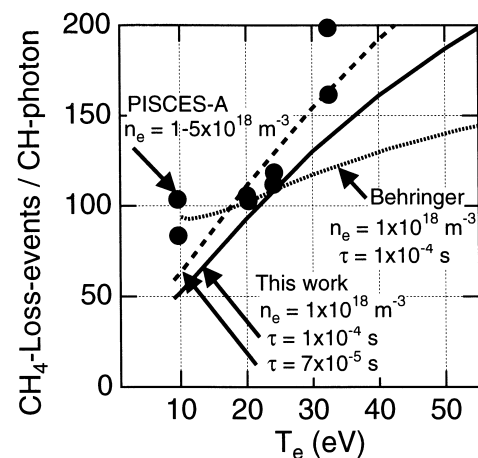


Fig. 4 $CH_4\text{-Loss-events}/CH\text{-photon}$ as a function of electron temperature calculated by the authors and by Behringer [7], and measured in PISCES-A [13]. n_e and τ indicate the electron density and the confinement time, respectively.

一様であること、かつ、そこに流れ込む炭化水素はすべて解離・電離し、そこから流れ出る(右面から入射された)炭化水素の量は無視できる、という仮定が成立しなければならない。

実験的に測定された $Loss-events/photon$ で最も系統的なデータベースは直線型プラズマ発生装置 PISCES-A での測定結果 [13] である。 $CH_4-Loss-events/CH-photon$ 、 $C_2H_2-Loss-events/CH-photon$ 、および $C_2H_2-Loss-events/C_2-photon$ ($y = 2, 4$) を電子温度の関数としてまとめてある。これらの測定結果のうち $CH_4-Loss-events/CH-photon$ を Fig. 4 に示す。PISCES-A の測定結果は著者の計算結果 (計算条件: $n_e = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, $\tau = 7 \times 10^{-5} \text{ s}$) と最大 ~40% の誤差で一致する。また、トカマクの周辺・ダイバータプラズマを用いた測定結果では $CH_4-Loss-events/CH-photon \sim 50 - 200$ であり [14, 15], PISCES-A の測定結果はその範囲に含まれる。以上の理由から、 $CH_4-Loss-events/CH-photon$ について、計算・実験の両面から PISCES-A の測定結果の信頼性は高いと考えられる。同じ方法で測定された $C_2H_2-Loss-events/C_2-photon$ および $C_2H_2-Loss-events/C_2-photon$ ($y = 2, 4$) も同様に信頼性は高いと推測される。

上に述べたようにメタンについてはモデリングによる計算結果は測定結果をほぼ再現している。しかし、現状では炭素を2つ含む炭化水素については一致が見られない [16]。不一致の理由に、評価済み断面積データの整備が遅れていることがあげられる。そのため、 $C_2H_2-Loss-events/CH-photon$ および $C_2H_2-Loss-events/C_2-photon$ などについては計算値よりも測定値の方が信頼性が高く、4章に述べるような炭化水素の絶対量測定には実験的に求めた $Loss-events/photon$ を用いるのが望ましいとされている。

ここまでで、炭化水素の損失量をそのラジカルの発光強度から求める手法について解析的および実験的な観点からまとめた。次章では、 $Loss-events/photon$ を用いた研究を、次々章では分子過程のモデリングを用いた研究を具体的に紹介する。

4. 炭素材における炭化水素発生量

炭素材は熱衝撃に強い、熱伝導が優れている、融点が高い、および原子番号が小さい、という利点をもつため、国際熱核融合実験炉 ITER でも、ダイバータ板のストライク点付近に用いられる予定である。しかし、炭素材は動作ガスである水素 (およびその同位体) と化学反応し炭化水素を発生して損耗する。この損耗過程は化学スパッタリングと呼ばれ、炭素材タイルの寿命を決定する一因である。また、発生した炭化水素が再付着することによって形成される再堆積層では、トリチウムインベントリが大きな問題となる。他方、次章に述べるように炭化水素はダイバータプラズマで水素イオンのシンクとして働く可能性が指摘されている [17]。以上の理由から、ダイバータプラズマで炭化水素の果たす役割は大きい。そこで、まず炭化水素がどれ

くらい発生しているのか定量的に測定する必要がある。

炭化水素発生量の測定法は3.2節に述べた $Loss-events/photon$ 測定法とほぼ同じである。ただし、 $Loss-events/photon$ 測定では (13) 式の左辺分子が外部から制御される量であったのに対し、今回はこれが求める物理量である。必要な仮定も同様である。Fig. 3 の右面が炭素材 (たとえばダイバータ板) に接しており、炭素材から炭化水素が放出され観測体積に流れ込む状況を考える。観測体積に流れ込む炭化水素は炭素材の温度と同じエネルギー ($\sim 0.05 \text{ eV}$) を持つとすると、メタンの場合では 1 cm 進むのに約 $1 \times 10^{-5} \text{ s}$ かかる。いま、この時間を観測体積におけるメタンの閉じ込め時間とすると、電子密度が $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ のとき 3.1.3節の計算から解離・電離を経験せずに Fig. 3 の左面から流れ出るメタンは流れ込むメタンの 5 - 10% となる。よって、炭素材からただか数 cm のところまでのプラズマを観測体積として選択すれば、そこから流れ出るメタンは無視できる。さらにメタンの損失によって解離・電離生成物が発生することから $\Gamma_{\text{loss}} = \Gamma_{\text{others}}^{\text{out}}$ であることに留意すると、Fig. 3(b) の $\Gamma_{\text{CH}_4}^{\text{in}}$, $\Gamma_{\text{CH}_4}^{\text{out}}$, $\Gamma_{\text{others}}^{\text{out}}$ と Γ_{loss} の関係は以下のように表される⁸。

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{CH}_4}^{\text{in}} &= \Gamma_{\text{others}}^{\text{out}} + \Gamma_{\text{CH}_4}^{\text{out}} \\ &= \Gamma_{\text{loss}} + \Gamma_{\text{CH}_4}^{\text{out}} \\ &\approx \Gamma_{\text{loss}} \end{aligned} \quad (14)$$

すなわち、観測体積へ流れ込むのメタン量は損失量 (発生量) と等しいと見なすことができるので (13) 式から既知の $CH_4-Loss-events/CH-photon$ と $CH(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンド強度の測定値を用いてメタンの発生量が求められる。また、 $C_2(A^3\Pi \rightarrow X^3\Pi)$ バンド強度を測定すれば、同様な手法でエタンなど炭素を2つ含む炭化水素の発生量が求められる。

近年、ダイバータプラズマの低温化が進んだため、水素イオンのダイバータ板への衝突エネルギーが低下した。低衝突エネルギー領域 ($\sim 50 - 100 \text{ eV}$, シース加速後) では、メタンだけでなく炭素を2つ以上含む炭化水素も無視できない量が化学スパッタリングによって発生する [18]。この場合、CH ラジカルはメタンだけでなくエタンなど炭素を2つ含む炭化水素からも生成されるため、観測される $CH(A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi)$ バンドの強度 $I_{\text{CH}}^{\text{observed}}$ にはメタンに由来する成分 $I_{\text{CH}}^{\text{CH}_4}$ に加えて、エタン、プロパンなどに由来する成分 $I_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_2}$, $I_{\text{CH}}^{\text{C}_3\text{H}_2}$ も含まれる⁹。すなわち、

$$I_{\text{CH}}^{\text{observed}} = I_{\text{CH}}^{\text{CH}_4} + I_{\text{CH}}^{\text{C}_2\text{H}_2} + I_{\text{CH}}^{\text{C}_3\text{H}_2} + \dots \quad (15)$$

メタンの発生量を求めるには $I_{\text{CH}}^{\text{observed}}$ から $I_{\text{CH}}^{\text{CH}_4}$ だけを分離する必要がある。これは、 $C_2(A^3\Pi \rightarrow X^3\Pi)$ バンド強度を同時計測することによって可能となる。炭素を3つ以上含む炭化水素の影響を無視できる場合 (ダイバータの条件では C_3H_6 以外の発生量は無視できる。 C_3H_6 の発生量もメタ

⁸ここでは、3.1.2節の場合とは異なって $\Gamma_{\text{CH}_4}^{\text{in}}$ などは単位体積ではなく観測体積に入り出す量を示す。

⁹ここでは、観測体積について考えるので、発光強度として光子放射率ではなく観測体積から単位時間あたりに放射される光子数 $I [\text{ph}^{-1}\text{s}^{-1}]$ を用いる。

ン, エタンと比べると少ない[18]), 観測される C_2 ($A^3\Pi \rightarrow X^3\Pi$) バンドの強度 $I_{C_2}^{observed}$ は炭素を2つ含む炭化水素に由来する成分のみとなる. この場合, 既知の C_2H_y -Loss-events/ C_2 -photon を用いて(13)式から C_2H_y の発生量 $\Gamma_{C_2H_y}$ は,

$$\Gamma_{C_2H_y} = (C_2H_y\text{-Loss-events}/C_2\text{-photon}) \cdot I_{C_2}^{observed} \quad (16)$$

ただし, ここでは簡単のため C_2H_y ($y = 2, 4, 6$) を区別しない. さらに, C_2H_y -Loss-events/ CH -photon を用いて,

$$\Gamma_{C_2H_y} = (C_2H_y\text{-Loss-events}/CH\text{-photon}) \cdot I_{CH}^{C_2H_y} \quad (17)$$

とも表されるので, これを用いてメタンの発生量は以下のよう求められる.

$$\Gamma_{CH_4} = (CH_4\text{-Loss-events}/CH\text{-photon}) \cdot (I_{CH}^{observed} - I_{CH}^{C_2H_y}) \quad (18)$$

炭化水素発生束を炭素材に入射するイオン束で規格化し, 炭化水素発生率(化学スパッタリング率)が求められる.

このような手法で JT-60U のダイバータ板におけるメタンおよび炭素を2つ含む炭化水素の化学スパッタリング率が測定された[19]. 測定結果は国際トカマク物理活動(ITPA)を通じて, 他装置の測定結果とともにデータベースに納められている. データベースの一例として, Fig. 5 にメタンの化学スパッタリング率を入射イオン束密度の関数として示す[20]. Fig. 5 からわかるように, 化学スパッタリング率はイオン束密度に対して負の依存性を持つ. この依存性を Roth らのモデル[21]で解析し, データの外挿性が調べられている. 外挿によって ITER で想定される入射イオン束密度 ($>10^{24} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) での化学スパッタリング率を予想し, タイル寿命の計算など装置設計に資することが主な目的である.

しかし, メタンに加えて炭素を2つ含む炭化水素の発生量を測定しなければ, 化学スパッタリング率を過小評価してしまう[15, 16]. その結果, たとえばダイバータ板のタイル寿命の予測に危険側の過ちを犯す可能性がある. 炭素を2つ以上含む炭化水素を考慮すべきであることは, 国際トカマク物理活動(ITPA)の境界層/ダイバータプラズマの専門家グループでも認識されている. しかし, メタンと炭素を2つ含む炭化水素の化学スパッタリング率が系統的に同時測定されたのは JT-60U だけである. 今後は, 他装置でも同様の測定を行い, 既存のデータベースを炭素を2つ含む炭化水素も合計した化学スパッタリング率のデータベースに更新すべきであろう.

5. 炭化水素による分子活性化再結合

本章では, ダイバータ板への熱負荷軽減に寄与する再結合過程において, 近年予測された「炭化水素分子活性化再結合過程 (Hydrocarbon-enhanced Molecular Assisted Re-

¹⁰ や不自然に聞こえる「体積」は英語の volume の訳であるが, 著者は「空間再結合」の方がしっくりいくような印象をもっている.

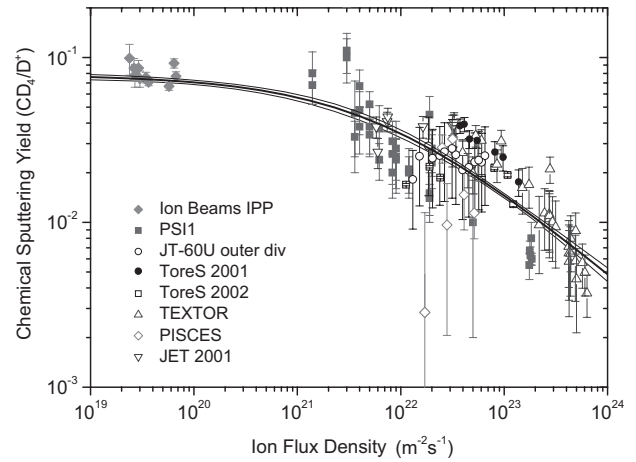


Fig. 5 Chemical sputtering yields as a function of ion flux density [20]. The curve is calculated by the analytic model [21].

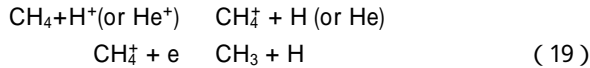
combination: Hydrocarbon-MAR, C_xH_y -MAR) について紹介する.

炉心では磁力線が閉じているのに対し, 境界層では磁力線の端が真空容器やダイバータ板に接続されており, プラズマによるプラズマ対向壁への熱負荷が問題視されている. この「境界層プラズマ領域」では, プラズマ対向壁表面での表面再結合ではなく, プラズマが空間(気相中)で再結合によって中性化し(体積再結合, volumetric recombination¹⁰), 磁力線に沿った運動量(粒子フラックス, あるいは実験的にはイオン飽和電流といってもよい)が消失して, プラズマがダイバータ板から引き離される, いわゆる非接触プラズマが形成されると熱負荷が劇的に低減する. 非接触プラズマについては, 本誌のよい解説記事 [22-24] および分光学的手法による教育的な論文 [25, 26] を是非一読されたい.

低電子温度領域 ($T_e < 0.3 \text{ eV}$) で起きる電子とイオンの再結合 (EIR), およびやや高電子温度領域 ($T_e < 2 - 3 \text{ eV}$) でも水素分子により誘起される分子活性化再結合 (H_2 -MAR) が広く知られるようになった. 電子温度が約 0.3 eV よりも低くなると, H_2 -MAR の速度係数よりも EIR の速度係数の方が大きくなり, EIR 過程に特徴的な水素原子(あるいはヘリウム原子)の高励起準位からのスペクトル線が多く見られる[27]. Krasheninnikov らによると, ダイバータプラズマの密度領域で電離速度係数よりも H_2 -MAR の速度係数が大きくなるのは $T_e < 2 - 3 \text{ eV}$ であり[28], H_2 -MAR が有効に作用するにはこの温度領域を磁力線に沿って十分長く取る必要がある.

さて, 電子温度が $2 - 3 \text{ eV}$ よりも高ければどうなるであろうか? 再結合より電離の方が優勢であるため電離進行プラズマであり, プラズマの損失は固体表面での表面再結合が支配的である. この状態はいわゆる接触プラズマである. イオンの粒子束(運動量)は中性粒子との荷電交換や弾性散乱によって低減されるが, ガス入射の量が多くなればセパトリス付近の密度分布に影響を与えるため, 閉じ込め改善モードとの両立性が問題となる.

近年 Janev らによって提唱された炭化水素分子活性化再結合[17]は、プラズマ中の炭化水素の解離過程を荷電交換反応がトリガする場合、その解離サイクルが触媒的作用をしてイオンの再結合を促進する、というもので、新たなイオン束低減のシナリオとして注目されつつある。炭化水素の荷電交換電離に続く解離性再結合(charge-exchange dissociative recombination, CX-DR)は、



と表せる。さらに生じたCH₃が(19)式同様のCX-DR過程を繰り返し、CH₂, CH, CとHが取れるサイクルの間にバルクイオンが中性化されていく。この過程では炭化水素のHの数が多いほどサイクルの回数が増えるので、炭化水素1分子あたりのイオンシンクとしての効率はCH₄よりC₂H₆のほうが倍以上も高く、逆にC₂H₂では倍程度低い。Fig. 1からわかるように、6 - 8 eV 以下では電子衝突による電離や解離過程よりも荷電交換および解離性再結合の速度係数が大きくなり、CX-DR過程が支配的なイオンシンク過程となる。よって、H₂-MARよりも高電子温度領域で水素分子よりも少量の炭化水素を入射することによって、イオン束が低減され得る。

この論文に触発されて、著者らは東京大学の直線型ダイバータ/境界層プラズマ模擬装置 MAP (Material And Plasma) II を用いてヘリウムプラズマ流への炭化水素入射によるCX-DR過程の検証実験を行った[29]。Fig. 6(a)に示すMAP-IIはLaB₆熱陰極アーク放電(PIG型)を用いた定常プラズマ装置である。通常運転は磁場~0.02 T、および放電電流~30 - 45 Aで行われ、φ100 mm程のドリフト管でφ500 mm、長さ500 mm程度の2つのチャンバを接続し、下流側チャンバをガスターゲットとして用いる。

MAP-IIで体積再結合を生じさせるには、上流の差動排気を停止し下流側チャンバ入口の電子温度を下げた状態で、ヘリウム、水素、炭化水素等を入射する。動作ガスとして水素ではなくヘリウムを用いたのは、H₂-MARを排除し、H₂-MARとC_xH_y-MARの効率の比較を意図したためである。検証のポイントは以下の2点である。

- 1) 炭化水素入射によって水素入射よりも効率的にイオン束の減少がおきるか。
- 2) 電子温度領域 $T_e < 6 - 8 \text{ eV}$ でCX-DR過程が電子衝突による解離・電離過程を凌駕していることを実験的に示せるか。

炭化水素の入射量を増加すると非弾性衝突により電子温度が下がり、今検証しようとしている再結合過程によって電子・イオンの密度も減少する。その結果、励起準位CH(A²Δ)の生成量が減少し(9)式からわかるように、CH(A²Δ → X²Π)バンドの発光強度は急激に弱くなるので、1)が進むと2)の計測が厳しくなる。そこで、1)を示すために炭化水素増加に伴うイオン束の低減率を計測し、2)を示すために少量の炭化水素を入射しその分圧を一定に保ちつつ電子温度を制御してCH(A²Δ → X²Π)バンド発光強度の変化を調べる方針とした。

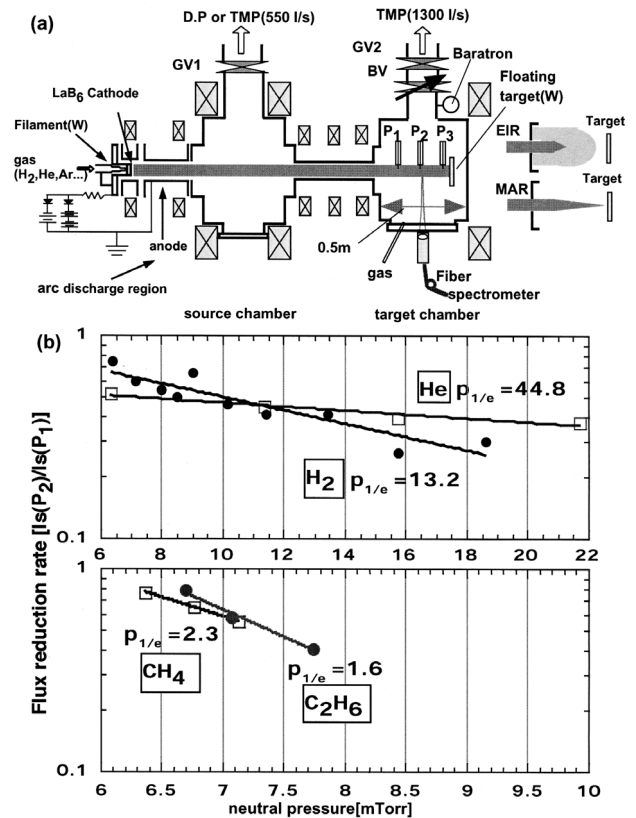


Fig. 6 (a) Divertor/edge plasma simulator MAP-II. (b) Reduction of the ion flux due to the gas puffing of He, H₂, CH₄ and C₂H₆. The data are taken from [29].

1)を示すための実験では、下流側チャンバにプラズマ流に沿ったプローブを3本(P₁, P₂, P₃)用意し、うち1本ずつを用いてその位置のイオン束を測定した。3本の位置は下流側チャンバ入口からそれぞれ5 cm(P₁), 25 cm(P₂), 35 cm(P₃)である。下流側チャンバのP₁での電子温度をあらかじめ約4 eVに低下させておくため、差動排気を止めた状態で下流側チャンバの動作ガス(He)の基準圧力を6.3 mTorrまで上昇させた。下流側チャンバへの追加ガスによる入口付近のプラズマの変化を除去するため、P₁を基準としたイオン束の低減率を中性粒子ガス圧(ヘリウムの基準圧力6.3 mTorr + 入射した水素や炭化水素の分圧)の関数として調べた。Fig. 6(b)に示すように、イオン束低減率の中性粒子ガス圧依存性は片対数グラフ上で直線によく従う。そのため、イオン束低減率はプローブ間でイオン束が上流側の1/eに低下するのに必要な圧力上昇(e-folding pressure; 1/e 圧力, 以降 P_{1/e})を用いて定量化される。参照とした純粋なヘリウムプラズマでは拡散によるイオン束低減が支配的であると解釈でき、P₁ - P₂間のP_{1/e}は44.8 mTorrである。水素分子を入射するとH₂-MARが誘起され、P_{1/e} = 13.2 mTorrに低下する。ところが、炭化水素を入射すると、CH₄ではP_{1/e} = 2.3 mTorr, C₂H₆ではP_{1/e} = 1.6 mTorrにまで低下する。水素の場合に比べ拡散によるイオン損失が劇的に変化するわけではなく、炭化水素入射量から予測されるように解離した水素分子の量はごくわずかであるためH₂-MARは無視できる。すなわち、1)に掲げた新たなイオン束の損失が誘起されていることが示唆される。

このとき、初期条件とした電子温度 ~ 4 eVで確かに2)の荷電交換が解離・電離-発光過程を支配していることを示したい。上流の差動排気を行うと、下流側チャンバの基準圧力が1.2 mTorrまで下がり電子と中性粒子の衝突頻度が減少するため、下流チャンバの電子温度が上昇する。この状態では、下流側チャンバに入射するHeガス量を調整することによって電子温度を約10 eVから約4 eV(CH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$)バンド発光強度の低下が始まるあたり)の間で制御できるため、この状態に C_2H_6 を微量(0.15 mTorr)加えて、CH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$)バンド強度の電子温度依存性を調べた。基準圧力が変わると電子衝突によって回転温度が緩和されCH($X^2\Pi$)の回転温度が変わる。そのため、CH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$)バンドの発光強度はバンドヘッドからではなく、2章で述べたように回転項間の遷移線強度比を測定して回転温度を推定し、それをを用いて全発光強度を求めた[2]。

3.1 3節に述べた炭化水素の解離・電離-発光モデルを用いて、CH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$)バンド発光強度のプラズマパラメータ依存性が予測される。そこで、測定されたCH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$)バンド発光強度のパラメータ依存性を再現できるモデルを探し素過程を絞り込む。拡散によるイオン損失などの仮定が絶対量の評価に影響するのでパラメータ依存性を用いるのが有効である。CH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$)バンド発光強度(光子数)について、横軸を測定値、縦軸をモデルに基づいた計算値としてプロットすると、支配的な素過程のモデルの計算値に対して測定値はパラメータによらず原点を通る直線上にのるのである。

このような方針で荷電交換が始まる過程(CX)と電子衝突が支配的な過程(解離EDまたは電離EI)をモデル化して計算結果と実験結果を比較した。CX過程では、CHラジカルにいたる途中に起こり得る過程は(19)式と類似しており、その反応速度係数は類似の関数型(衝突エネルギーまたは電子温度に対する依存性)をしている。また、この過程ではCX過程自身が律速過程である。そのため、炭化水素が荷電交換(CX)によって電離し解離性再結合(DR)などによって途中いろいろなラジカルを経由してCH($X^2\Pi$)となり、そして電子衝突励起(EE)によって励起準位CH($A^2\Delta$)が生成されても(CX DR EE)、あるいは荷電交換(CX)ののち解離性再結合(DR)によって直接CH($A^2\Delta$)が生成されても(CX DRE), CH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$)バンド発光強度のパラメータ依存性は大きくは変わらない。同様に、電子衝突が支配的な過程においても、電子衝突解離(ED)が支配的でも、あるいは電子衝突電離(EI)に続く解離性再結合(DR)が支配的であっても(EI-DR), CH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$)バンド発光強度のパラメータ依存性は類似している。

Fig. 7(b)にエタンについて比較した結果を示す。荷電交換が始まる過程としてCX DREを、電子衝突が支配的な過程としてEI DR EEを例として比較する。他の過程も最初にかかわる過程がCXかEI(またはED)かによってどちらかに分類される。明らかにEI DR EEモデルでは電子

密度がロールオーバー¹¹するとき($T_e \sim 5$ eV), CH($A^2\Delta \rightarrow X^2\Pi$)発光強度は直線からずれて減少が始めるが、一方でCX-DREモデルでは直線上にのったまま減少する。この結果から、電子衝突ではなく荷電交換が始まる過程が炭化水素の解離・電離-発光過程を支配している、ということまでが本解析で確実に主張できることであろう。また、電子温度 $T_e > 8$ eVでは、CX-DRE過程のデータ点も直線から外れていることに気づく。この電子温度以下に下がると直線にのり始めるので、 $T_e \sim 8$ eVでCX-DR過程のサイクルがトリガされたことを表しているように解釈されることも興味深い。

結果として、電子温度領域 $T_e < 4$ eVのプラズマ流に対し、炭化水素入射量を増加すると水素に比べて非常に効果の高いイオンシンクが誘起されること、および $T_e < 6 - 8$ eVでは解離・電離-発光過程に荷電交換が始まる過程が支配的であることが実験的に示され、炭化水素分子活性再結合の存在が実証されたと言える。

分子活性化再結合によるイオンのシンクとしての効果は、メタン、エタン、プロパンの順で高くなるため、化学スパッタリングによる発生に任せるよりも積極的に重い炭化水素をダイバータプラズマに入射することが望ましい。例えばASDEX Upgradeでは、ネオンと重水素を入射することにより、Hモードと非接触ダイバータを両立したCompletely Detached High Confinement (CDH)モードが達成された[30]。著者はこれに炭化水素を加えるシナリオを提案する。すなわち、ネオン入射による放射損失の増大によって周辺プラズマの電子温度を6-8 eV以下までひとた

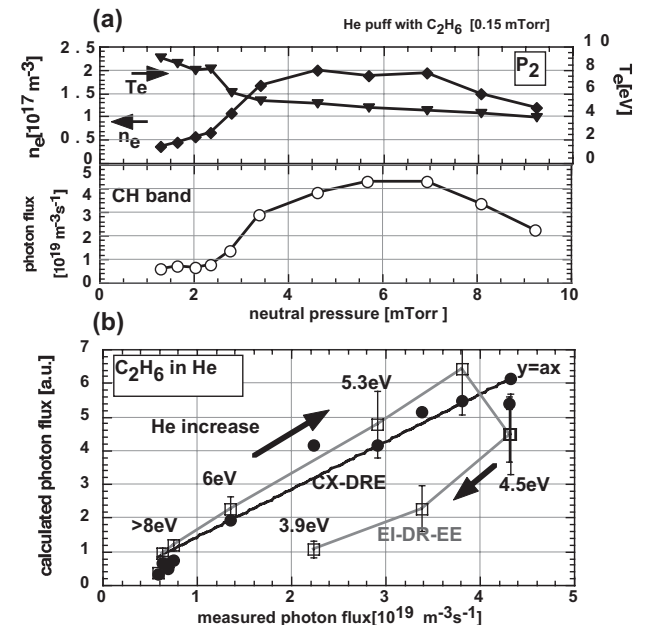


Fig. 7 (a) Evolution of electron density, electron temperature and CH band intensity for the helium plasma with small amount of C_2H_6 injection, as a function of the helium gas pressure. (b) Comparison of the calculated and measured CH band intensity. The parameters in (a) are applied to two major models, CX-DRE (filled circle) and EI-DR-EE (open square).

¹¹roll over: 電子温度の低下に伴い電離から再結合に転じる密度の変化をしばしばこう呼ぶ。

び低下させれば、炭化水素の分子活性化再結合が誘起され、イオン束が低減し始めるとともに電子と炭化水素の非弾性衝突によって電子温度が下がり、水素分子の分子活性化再結合へ、あるいはさらに電子・イオン再結合へと進行していくと予測される。これらの過程はそれぞれ有効に作用する電子温度領域が異なるため、燃料粒子を含めたガス入射量のバランス、およびタイミングを最適化する必要があるが、有効な非接触プラズマ形成のシナリオとして期待したい。


6. おわりに

本解説では、最近の研究成果に基づきダイバータプラズマにおける炭化水素の役割を解説した。いずれの研究でも、炭化水素ラジカルの発光から物理量を導出するために、あるいは支配的な物理を理解するために、数多くの反応断面積が必要であることを理解いただけたと思う。炭化水素では反応過程の数が非常に多く、現状ではそのすべての反応断面積に高い信頼性を望むのは無謀である。その結果、炭化水素発生量の測定では、実験的に測定した分子束・光子束換算係数 ($Loss\text{-}events/photons$) を用いざるを得ない。しかし、この方法では炭化水素の解離・電離からラジカルの発光までをあたかも一つの過程であるかのように扱う。原因(炭化水素の発生)と結果(ラジカルの発光)を短絡的に結びつけるあまり、その過程、すなわち物理の理解に欠ける。炭化水素による分子活性化再結合の実証にあたっては、この物理の理解に努めた。しかし、現在利用できる断面積データの限りでは、定性的に支配的な過程を推定するにとどまる。今後、定量的な理解を進めるには、精度の高い断面積データの実験的、あるいは理論的生産、および評価済みデータの整備が切望される。

参考文献


- [1] 島内みどり：分光研究 27, 43 (1978).
 [2] H. Kobayashi, S. Kado, B. Xiao and S. Tanaka, Jpn. J. Appl. Phys. 42, 1776 (2003).
 [3] 藤本 孝：核融合研究 64, 338 (1990).
 [4] A. Burgess and H.P. Summers, Mon. Not. R. Astr. Soc. 174, 345 (1976).
 [5] H.P. Summers, JET-IR.06 (1994), <http://adas.phys.strath.ac.uk/>

- [6] K. Sawada and T. Fujimoto, J. Appl. Phys. 78, 2913 (1995).
 [7] K. Behringer, J. Nucl. Mater. 176-177, 606 (1990).
 [8] T. Shirai *et al.*, Atom. Data Nucl. Data Tables 80, 1 (2000).
 [9] D.A. Alman, D.N. Ruzic and J.N. Brooks, Phys. Plasmas 7, 1421 (2000).
 [10] R.K. Janev, J.G. Wang and T. Kato, NIFS-DATA-64 (National Institute for Fusion Science, 2001).
 [11] R.K. Janev, J.G. Wang, I. Murakami and T. Kato, NIFS-DATA-68 (National Institute for Fusion Science, 2001).
 [12] A.B. Ehrhardt and W.D. Langer, PPPL-2477 (Princeton University, 1987).
 [13] A. Pospieszczyk, Y. Ra *et al.*, UCLA-PPG-1251 (Univ. of California at Los Angeles, 1989).
 [14] A. Pospieszczyk, V. Philipps *et al.*, J. Nucl. Mater. 241-243, 833 (1997).
 [15] M.F. Stamp, S.K. Erements *et al.*, J. Nucl. Mater. 290-293, 321 (2001).
 [16] A. Kirschner, J.N. Brooks *et al.*, J. Nucl. Mater. 313-316, 149 (2003).
 [17] R.K. Janev, T. Kato and J.G. Wang, Phys. Plasmas 7, 4364 (2000).
 [18] B.V. Mech, A.A. Haasz and J.W. Davis, J. Nucl. Mater. 255, 153 (1998).
 [19] T. Nakano, H. Kubo *et al.*, Nucl. Fusion 42, 689 (2002).
 [20] J. Roth, M. Stamp *et al.*, ITPA meeting, St. Petersburg (2003).
 [21] J. Roth, J. Nucl. Mater. 266-269, 51 (1999).
 [22] 高村秀一：プラズマ・核融合学会誌 72, 866 (1996).
 [23] 久保博孝, 澤田圭司：プラズマ・核融合学会誌 74, 562 (1998).
 [24] 大野哲靖：プラズマ・核融合学会誌 75, 1162 (1999).
 [25] D. Lumma, J.L. Terry and B. Lipschultz, Phys. Plasmas 4, 2555 (1997).
 [26] D. Nishijima, U. Wenzel *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 44, 597 (2002).
 [27] S. Kado, S. Kajita *et al.*, "Experimental Study of the Atomic and Molecular Processes Related to Plasma Detachment in Steady State Divertor Simulator MAP-II", to be published in J. Plasma Sci. Technol.
 [28] S.I. Krasheninnikov, A. Yu. Pigarov and D.J. Sigmar, Phys. Lett. A 214, 285 (1996).
 [29] S. Kado, H. Kobayashi, T. Oishi and S. Tanaka, J. Nucl. Mater. 313-316, 754 (2003).
 [30] O. Gruber, A. Kallenbach *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 4217 (1995).



なか の とも ひで
仲野 友 英

1998年京都大学工学研究科修士課程修了。現在、日本原子力研究所研究員。主な研究分野はプラズマの分光計測。おもに周辺・ダイバータプラズマの素過程に興味を持っています。趣味：スキー、サッカー、釣りなど、何でも広く深く。家族：妻一人。近況：めまぐるしく変わる自分を取り巻く状況にやや遅れ気味?ながら、いつも新しいことに目を向けるようにしています。自己分析：何事にもじっくり取り組む姿勢は大切にしています。



かど しん い ち ろ う
門 信 一 郎

1967年佐賀県伊万里市生まれ。京大理学部卒業後、九大院総理工修了。Heliotron-Eにおける揺動計測で博士(工学)取得。核融合科学研究所助手を経て2000年より東大高温プラズマ研究センター助教授。主な研究分野はプラズマの光学的診断・境界層プラズマの原子分子過程。趣味：2000年にフィギュアスケート選手引退後は特になし。たまにミュージカルを観るくらい。珈琲人。