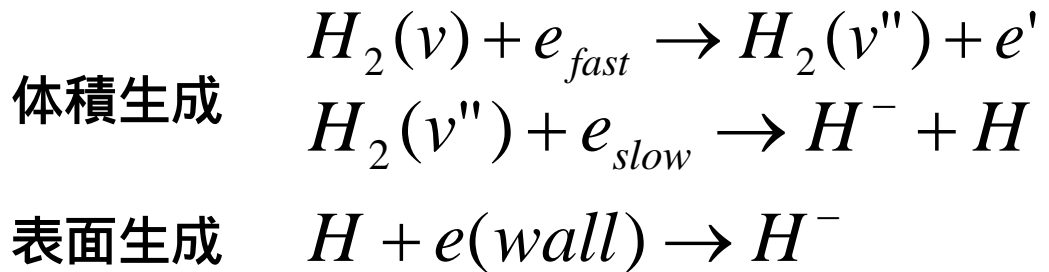


背景・目的

- **国際熱核融合実験炉 (ITER)**では, プラズマ加熱用NBI負イオン源に対して $200\text{A}/\text{m}^2$ もの大電流密度が求められる.
- 大電流負イオン源開発のため, **負イオン生成に直接寄与する中性粒子**の密度分布を計算する, **3次元中性粒子輸送コード**を開発してきた[1,2].

負イオンの
生成反応



- このコードの妥当性を評価するため, **数値計算結果**と**実験結果**を**比較**することが求められる.



分光測定結果と比較するため,
中性粒子からの発光強度分布を求める.

1 M.Uematsu, *et al.* Rev. Sci. Instrum. **71**, 883 (2000)

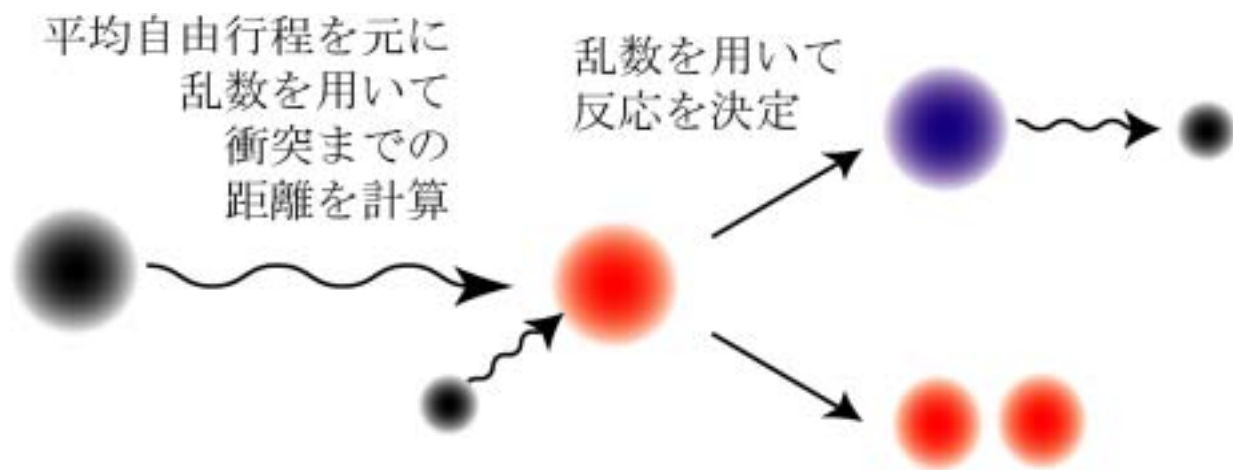
2 A. Hatayama, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **73**, 910 (2002)

Simulation Code

- 中性粒子 (振動励起分子・及び基底原子) の軌道追跡, 密度計算

PLE (Path Length Estimator)

平均自由行程を元に乱数を用いて, 粒子の挙動を求め, 計算セル内での粒子の滞在時間から粒子密度を求める.



- 励起水素原子の密度計算

QSS-CR model

(Quasi Steady State Collisional Radiative)

- 発光強度分布は中性粒子密度分布に従い, 視線方向に線積分して求める.

CR Model

The rate equation of the population $n(p)$
 p, q : principal quantum number ($p > q$)

$$\begin{aligned} \frac{dn(p)}{dt} = & \sum_{q < p} C(q, p) n_e n(p) + \sum_{q > p} [F(q, p) n_e + A(q, p)] n(q) \\ & + [\alpha(p) n_e + \beta(p)] n_{H^+} n_e + M(p) \\ & - \left[\left(\sum_{q < p} F(p, q) + \sum_{q > p} C(p, q) + S(p) \right) n_e + \sum_{q < p} A(p, q) \right] n(p) \end{aligned} \quad (1)$$

n_e : electron density n_{H^+} : ion density
 $M(p)$: contribution from $H_2(\nu)$ and H^-

Rate coefficients

$C(p, q)$: excitation by electron collision from state p to q

$F(p, q)$: de-excitation by electron collision from state p to q

$A(p, q)$: spontaneous transition probability from p to q

$S(p)$: ionization

$\alpha(p)$: three body recombination

$\beta(p)$: radiative recombination

QSS-CR Model

■ 準定常近似

$$p \neq 1$$

$$\frac{dn(p)}{dt} \cong 0$$

■ 原子には,その短い緩和時間より準定常近似を適用でき,そのとき励起原子密度は以下のように計算される.

$$n(p) = R_0(p)n_e n_{H^+} + R_1(p)n(1)n_e \quad (2)$$

- $R_1(p), R_0(p)$: population coefficient
- $R_1(p), R_0(p)$ は電子温度,密度の関数となる.
- 励起原子密度は,電子温度・密度に対し単調増加する事が確認されている.

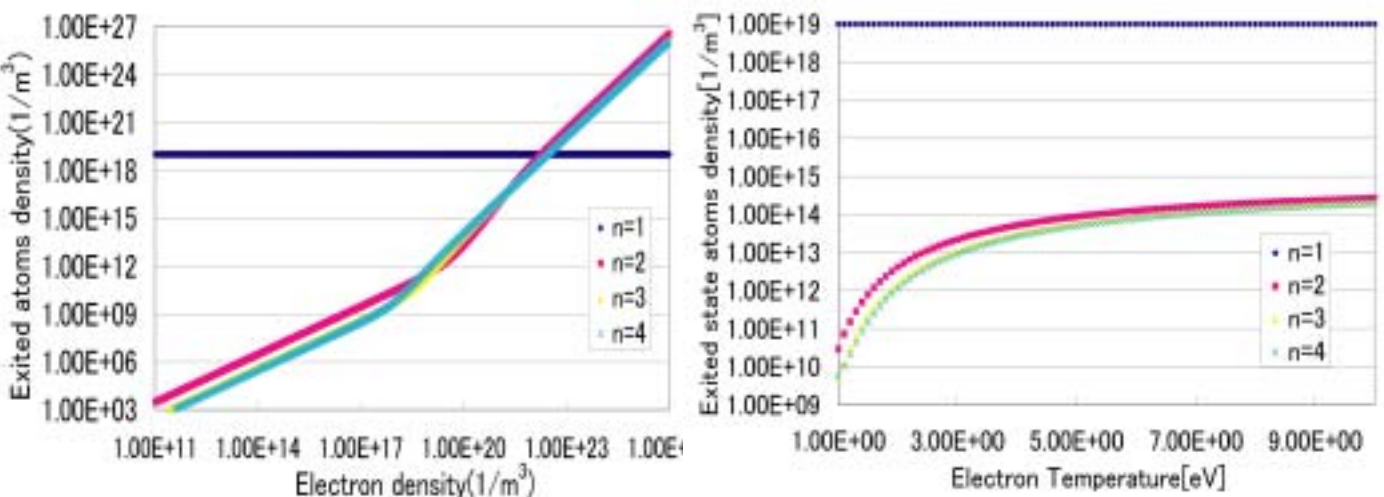
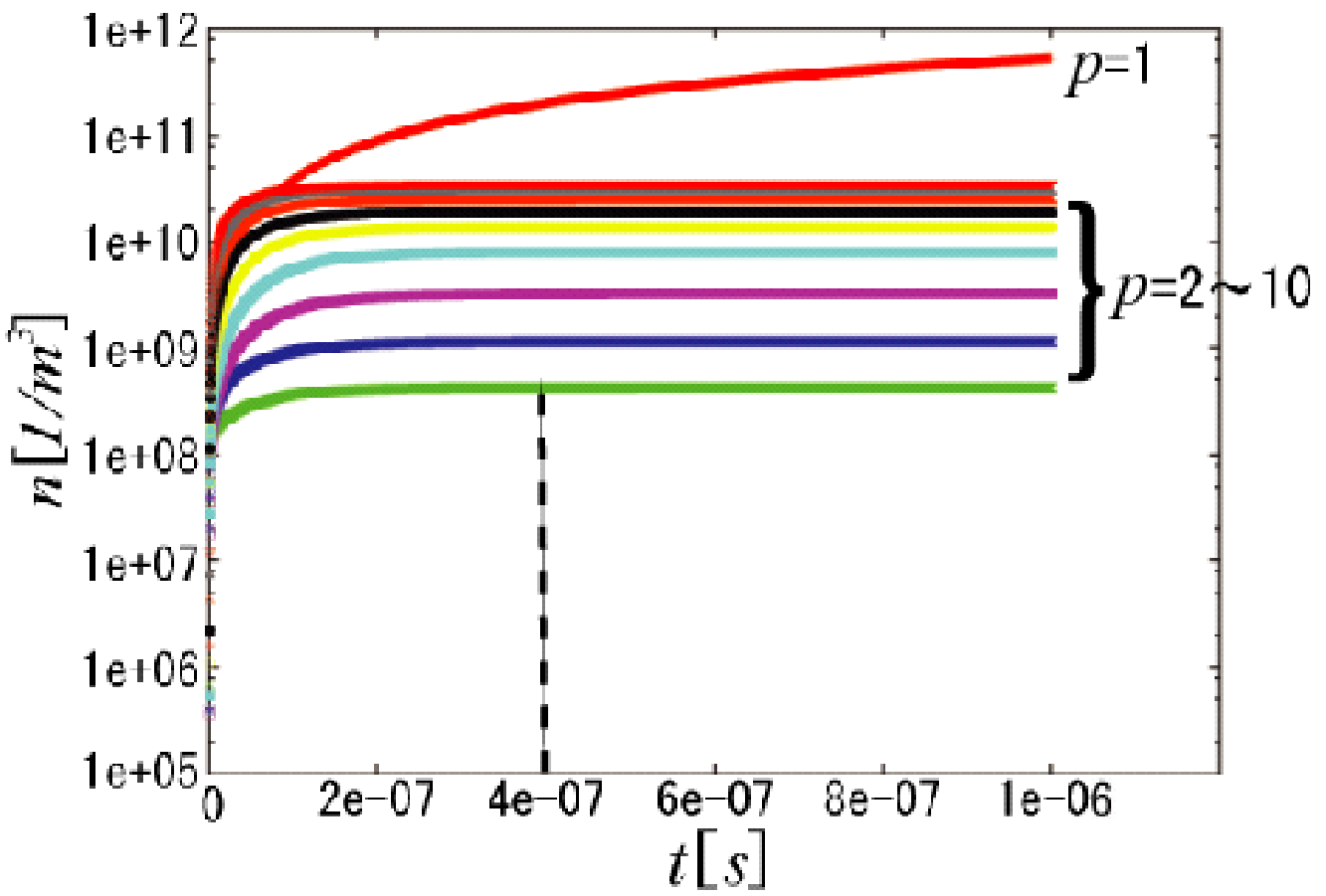


Fig.1 : 励起原子密度のプラズマパラメータ依存性.

QSS-CR Modelの妥当性



Residence time in the cell \gg Relaxation time for excited levels
 $\sim 1 \times 10^{-5}$ $\sim 4 \times 10^{-7}$

Fig.2: Time evolutions of the population densities for hydrogen atoms.
($n_e : 10^{18}$ [1/m³], $T_e : 1$ [eV])

The QSS-CR approach is quite useful for H atoms.

Model Geometry

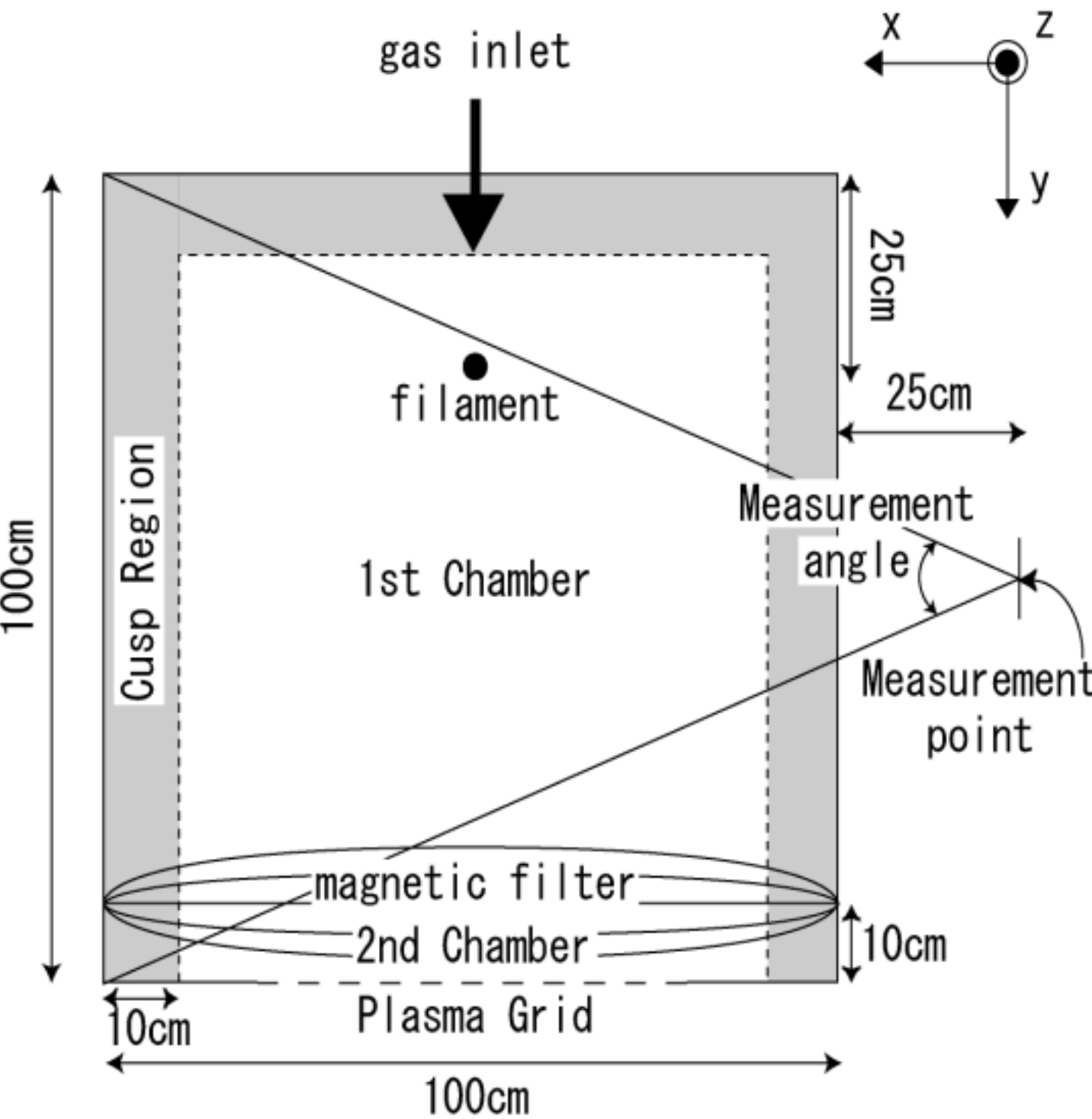


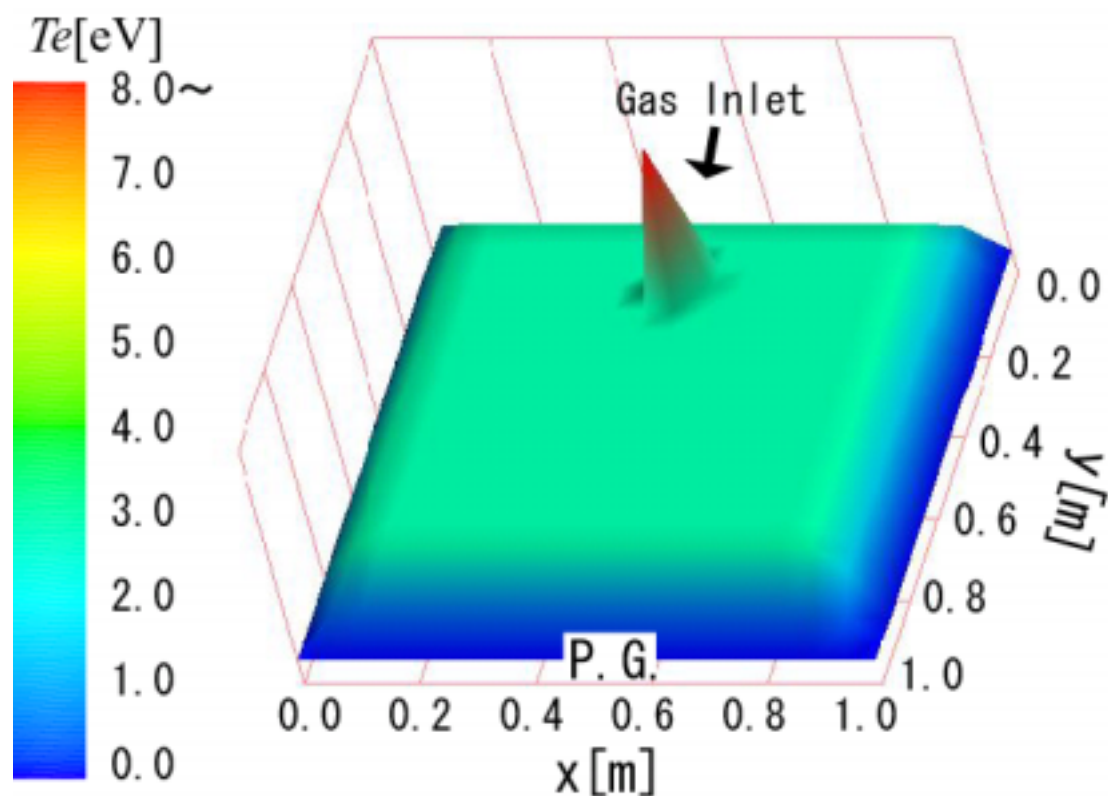
Fig. 3 : Cross sectional view of model geometry for a tandem type and cubic negative ion source.

Plasma Parameter

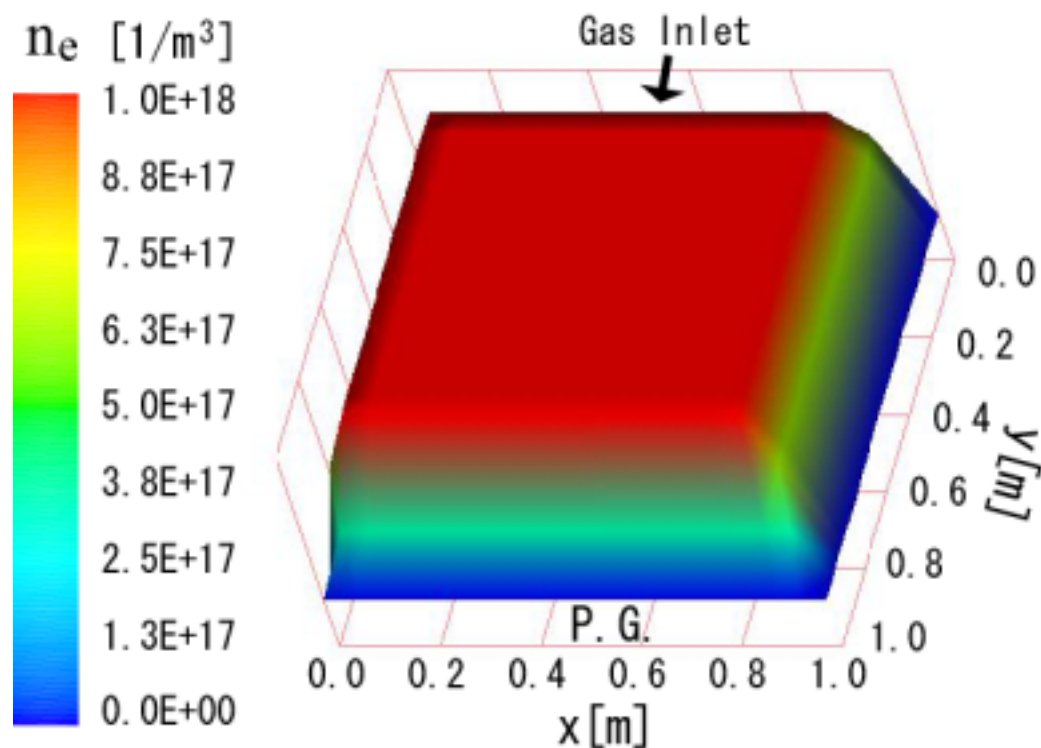
Table 1. Main plasma parameter in the negative ion source.

Max elec. temp. in 1st chamber	4.0 eV
Max elec. dens. in 1st chamber	$1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
Max ion. temp. in 1st chamber	0.4 eV
Max elec. temp. in 2nd chamber	1.0 eV
Max elec. dens. in 2nd chamber	$0.33 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$
Max ion. temp. in 2nd chamber	0.4 eV
Ion density	Equal to elec. dens.
At filament	25 eV
Fast elec. Temp.	50 eV
Fast elec. Dens.	$0.1n_e$

Plasma Parameter2



(a) T_e



(b) n_e

Fig. 4: Electron temperature and density distribution

Reactions related to H(*p*)

Table 2. The reactions in the code related to H(*p*)

Electron impact dissociation (DS)	$e + H_2(v)$ $e + H(p) + H(1s)$
Recombination of H ₂ ion	$H_2^+ + e$ $H(p) + H(1s)$
Mutual neutralization (MN)	$H^- + H^+$ $H(p) + H(1s)$
Radiative recombination (RA)	$H^+ + e$ $H(p) + h\nu$
Three body recombination (RE)	$H^+ + e + e$ $H(p) + e$
Collisional excitation (CE)	$H(p) + e$ $H(q) + e$
Collisional de-excitation	$H(p) + e$ $H(q) + e$

H₂($\nu=7$)の密度分布

Gas Inlet 付近ではガス圧が高いため中性粒子密度が高くなり、それに伴ない振動励起分子密度も多くなる。

Filament 付近では、高速電子密度が高くなり、高速電子により励起される分子が多くなるため、振動励起分子密度が高くなる。

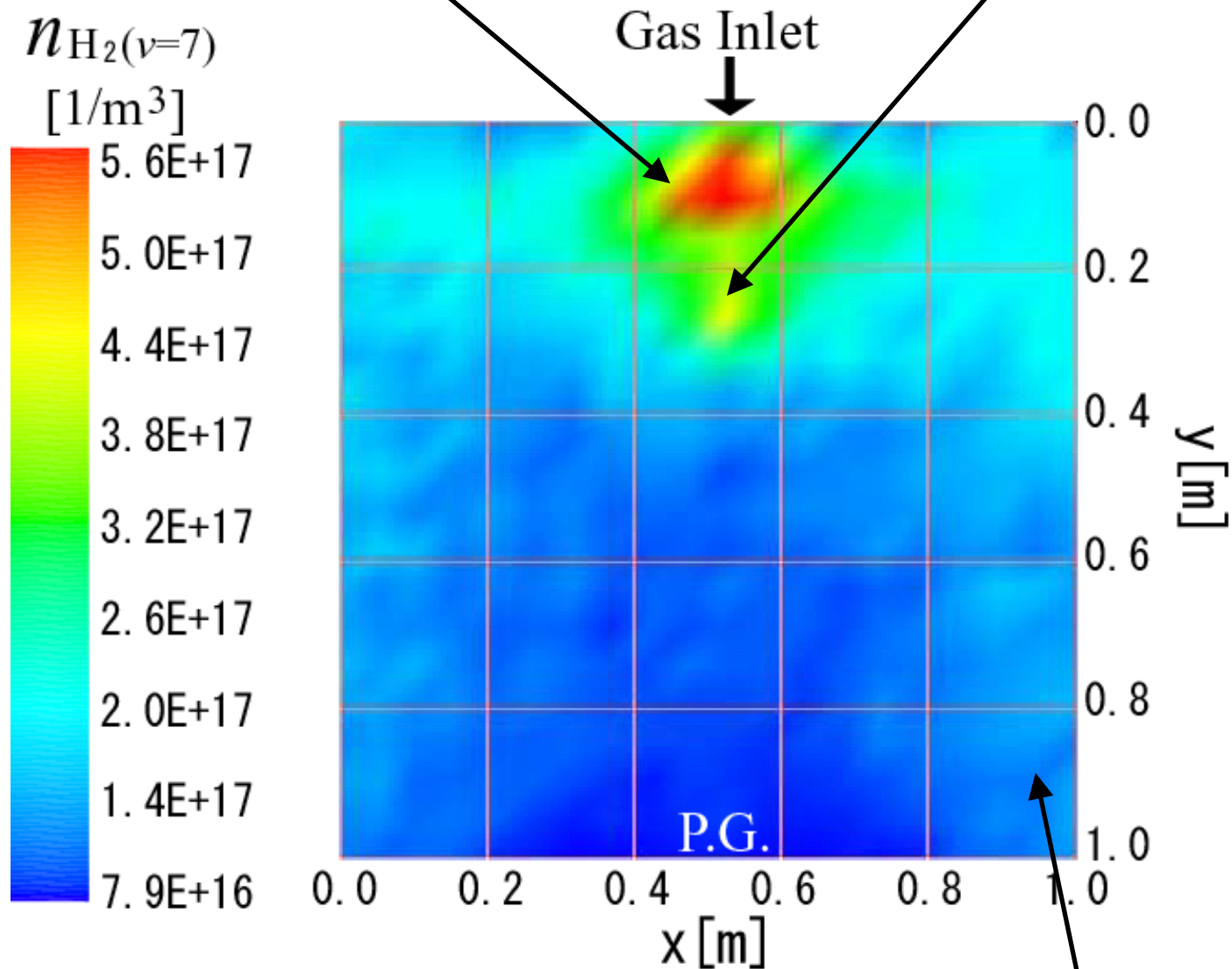


Fig. 5: Density distribution of H₂($\nu=7$)

壁付近では、原子が再結合してできた分子の影響が大きくなるため、バルク部分より振動励起分子密度が高くなる。

H⁻の密度分布

Gas Inlet 付近・及び壁付近では、振動励起分子密度が高く、かつ電子温度が低くなっているため、負イオン密度が高くなる。

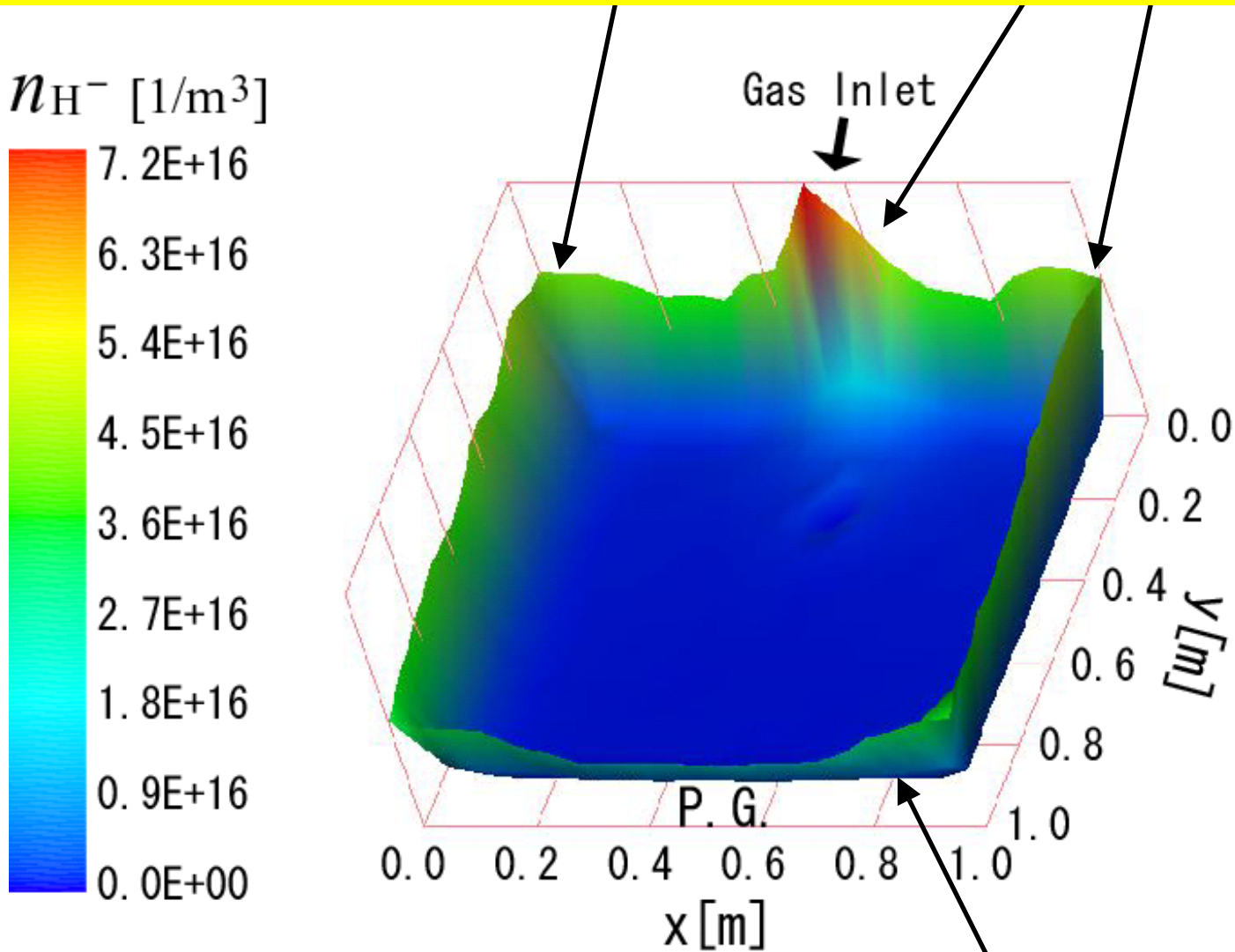


Fig. 6: Density distribution of H⁻

2nd Chamber では、電子温度が負イオン生成の為に最適化されているため、負イオン密度が高くなる。

$$n_{H^-} = \frac{n_{H_2(v)} \langle \sigma v(DA) \rangle}{\langle \sigma v(ED) \rangle + \langle \sigma v(MN) \rangle}$$

DA: $H_2(v) + e \rightarrow H^- + H$

ED: $H^- + e \rightarrow H + 2e$

MN: $H^- + H^+ \rightarrow 2H$

H($p=3$)の密度分布

Gas Inlet 付近ではガス圧が高いため中性粒子密度が高くなり、基底原子密度の増加により励起原子密度が高くなる。

Filament 付近では、高速電子密度が高くなり、高速電子により励起される原子が多くなるため、励起原子密度が高くなる。

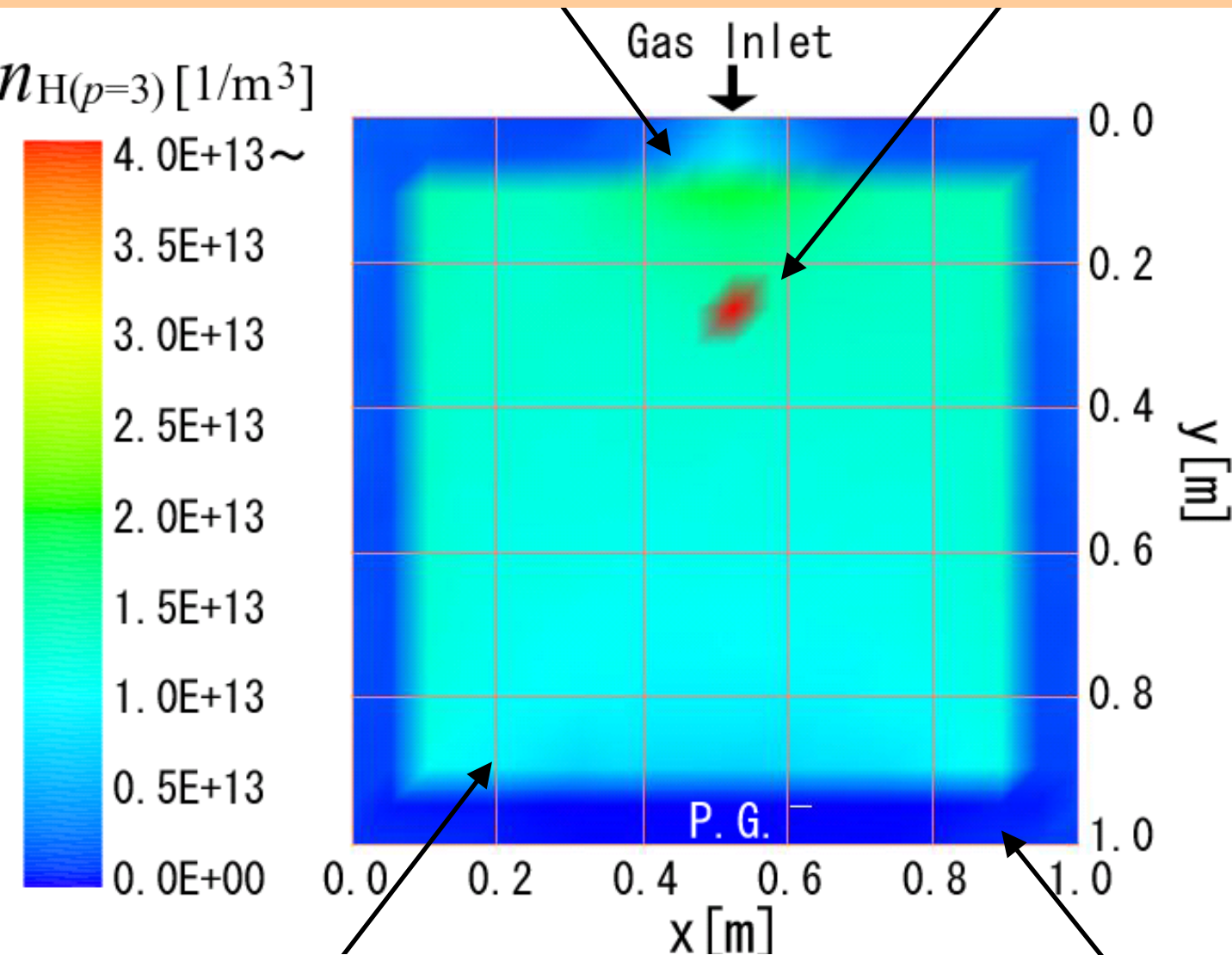
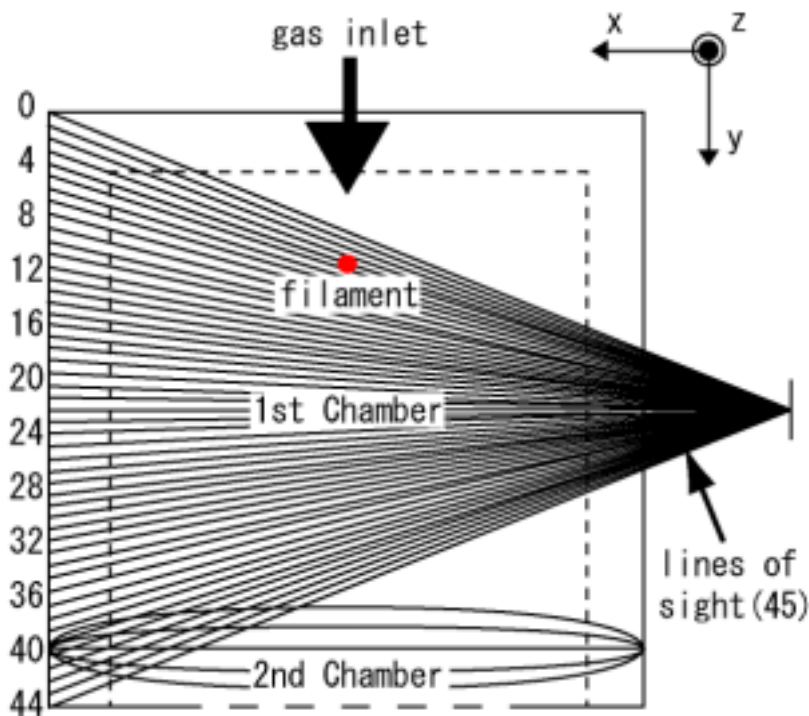


Fig. 7: Density distribution of H($p=3$).

壁付近での電子温度・密度低下と共に、励起原子密度は減少。

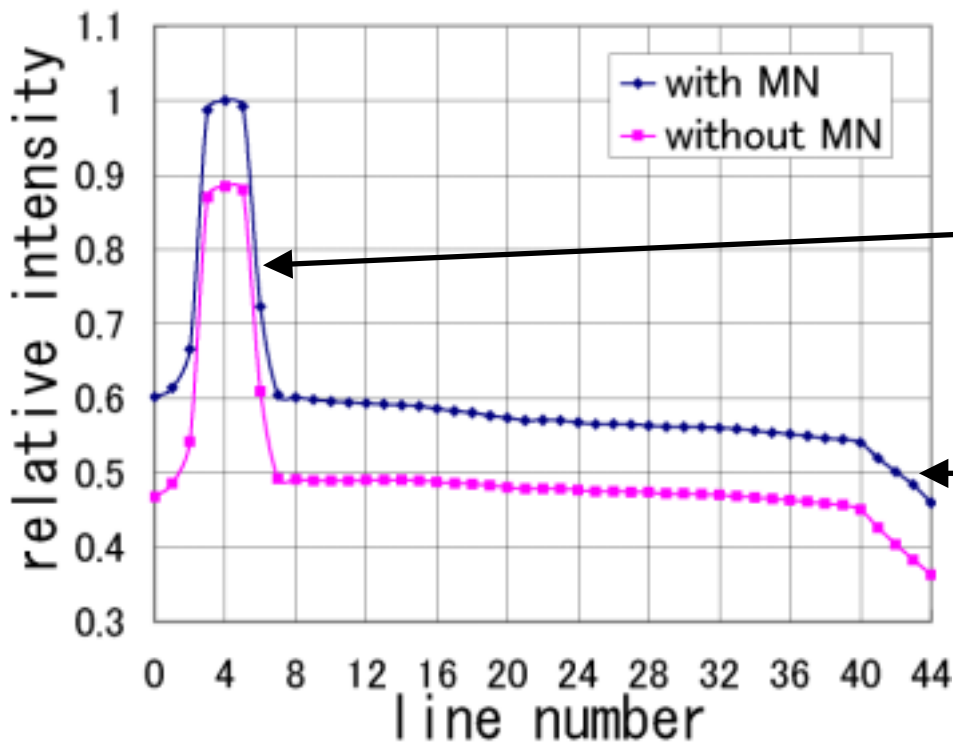
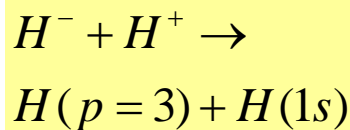
バルク部分は、電子温度・密度、原子密度共に一様なため、励起原子密度は一様となる。

H 相対強度分布



(a) Model of the sightlines

発光強度分布全体に相互中性化(MN)の影響が20%程度存在する。
MN反応は $H(p=3)$ を選択的に生成するため、H 発光強度に対する影響が大きい。



(b) Relative intensity distribution of $H\alpha$

Filament 付近で高速電子により励起された励起原子からの発光が強く影響する。

2nd Chamberでは電子温度・密度が低くなるので励起原子密度が低くなり、発光強度が弱まる。

Fig. 8: Relative intensity distribution of H [with/without MN] along the 45 sight lines.

相互中性化(MN)の影響

Filament 付近では高速電子により,負イオンは破壊され,原子は励起される.

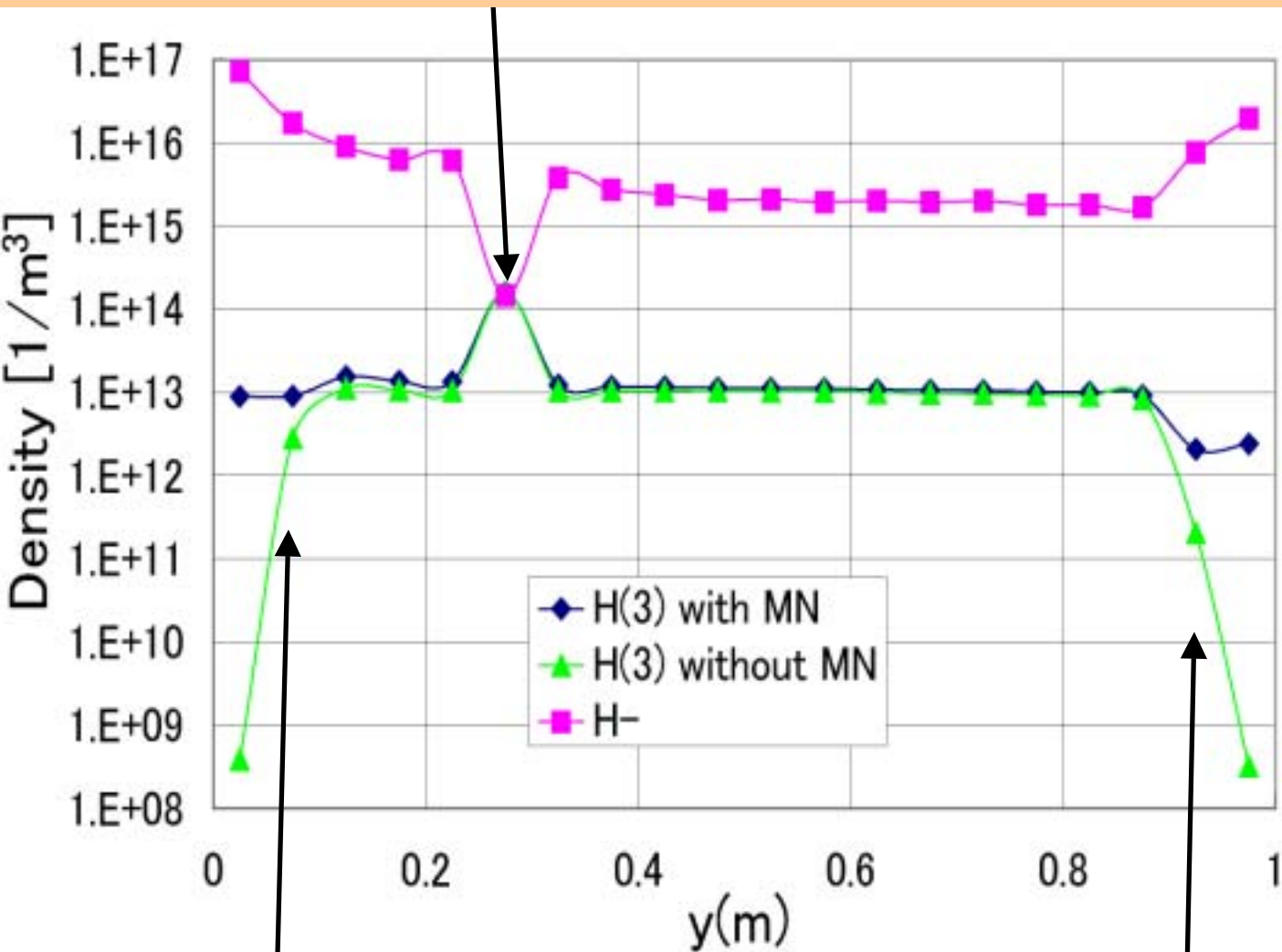


Fig. 9: Density profile of H($p=3$) [with/without MN], and H⁻ along the center of axis of the cubic ion source in the y direction in Fig. 2.

Gas Inlet 付近では中性粒子密度が高く,電子温度が低いので負イオン密度が高い.相互中性化反応の影響により励起原子密度減少を抑える.

2nd Chamber では,電子温度が負イオン生成の為に最適化されているので,負イオン密度が高く,相互中性化の影響が大きい.

H₂($\nu=7$)に対する壁での 分子 原子再結合係数

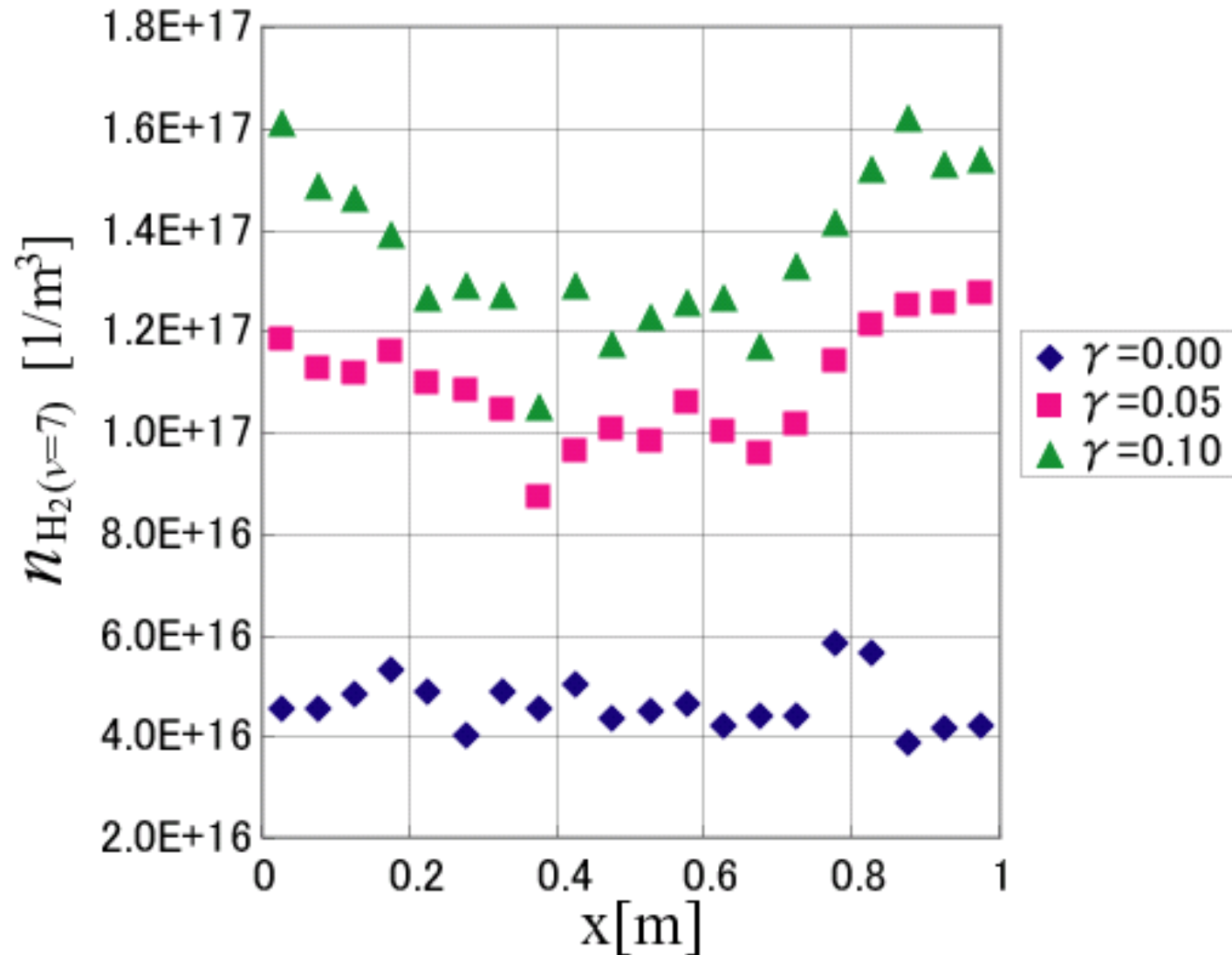


Fig. 10: Density profile of H₂($\nu=7$) at $y=0.6$ [m], $z=0.5$ [m] [wall recombination coefficient = 0.00, 0.05, 0.10] .

壁で原子が分子に再結合し、振動励起分子として放出される。その影響は壁付近のみにとどまらず、中心部にまで及んでいる。

H⁻に対する壁での 分子 原子再結合係数

壁付近では、電子温度が低くなっているため、負イオンの生成量が多く、消滅量が少ないので負イオン密度が高くなっている。

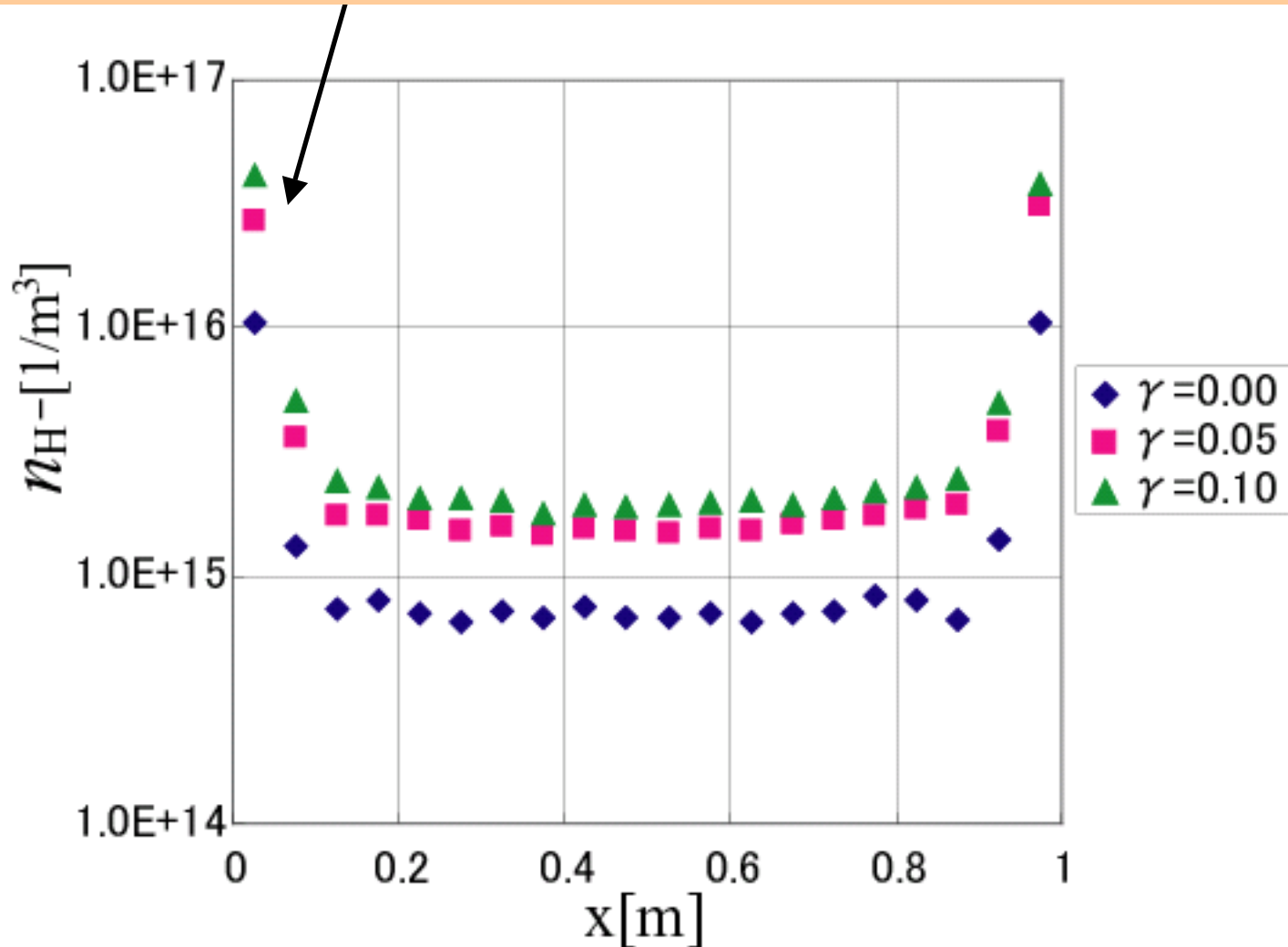


Fig. 11: Density profile of H⁻ at $y=0.6$ [m], $z=0.5$ [m] [wall recombination coefficient = 0.00, 0.05, 0.10].

全体的な振動励起分子の増加に伴い、負イオン密度も再結合係数の増大と共に増加する。

H($p=3$)に対する壁での 分子 原子再結合係数

壁付近では負イオン密度の増加に伴い,相互中性化反応による影響で励起原子密度の減少が抑えられる。

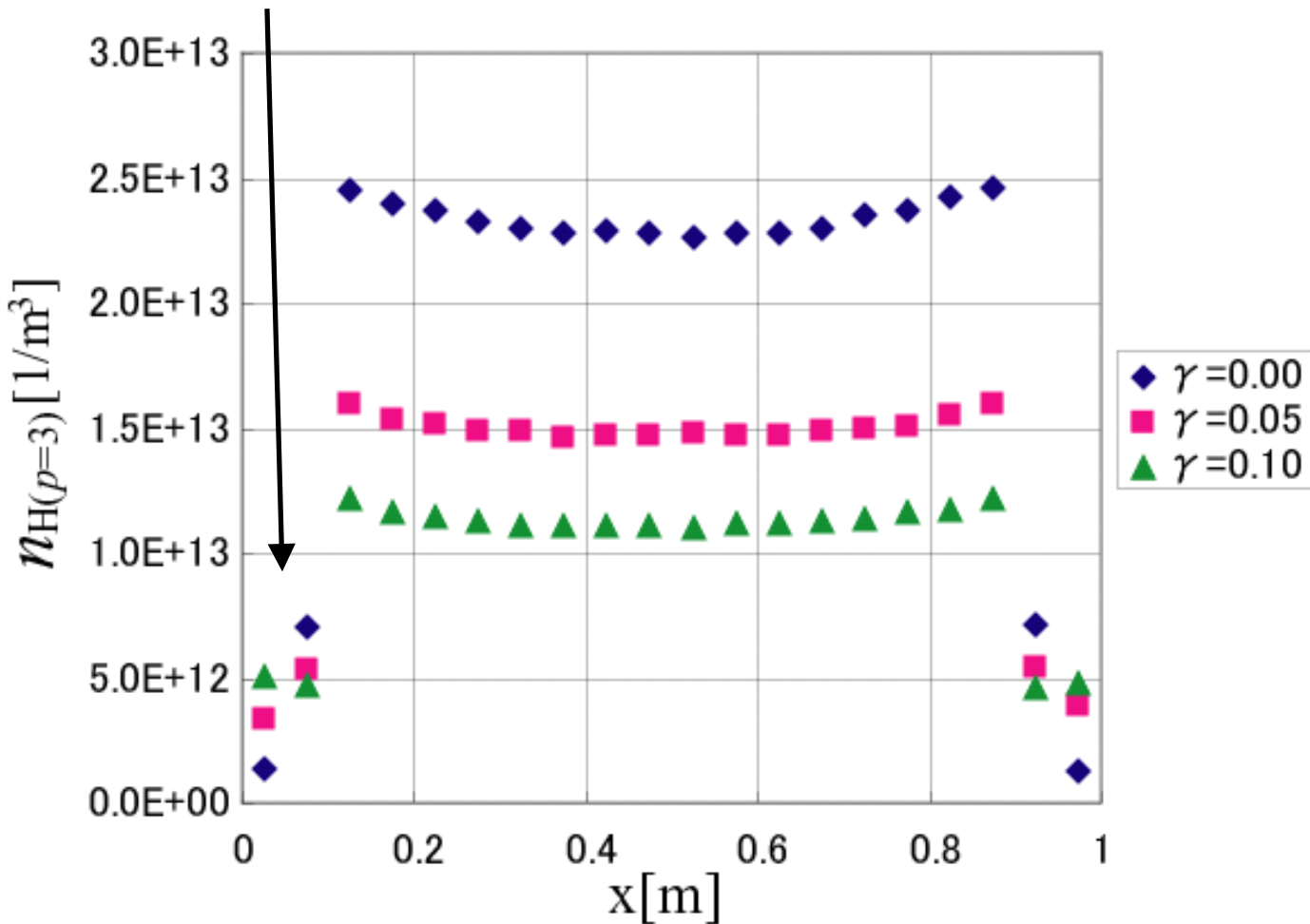


Fig. 12: Density profile of H($p=3$) at $y=0.6$ [m], $z=0.5$ [m] [wall recombination coefficient = 0.00, 0.05, 0.10] .

壁で原子が分子に再結合する反応は原子消滅の最も重要な反応となる.壁の再結合係数の増加に伴い原子密度が減少し,
(2) 式より励起原子密度が減少する.

実形状に近いモデルでの 計算

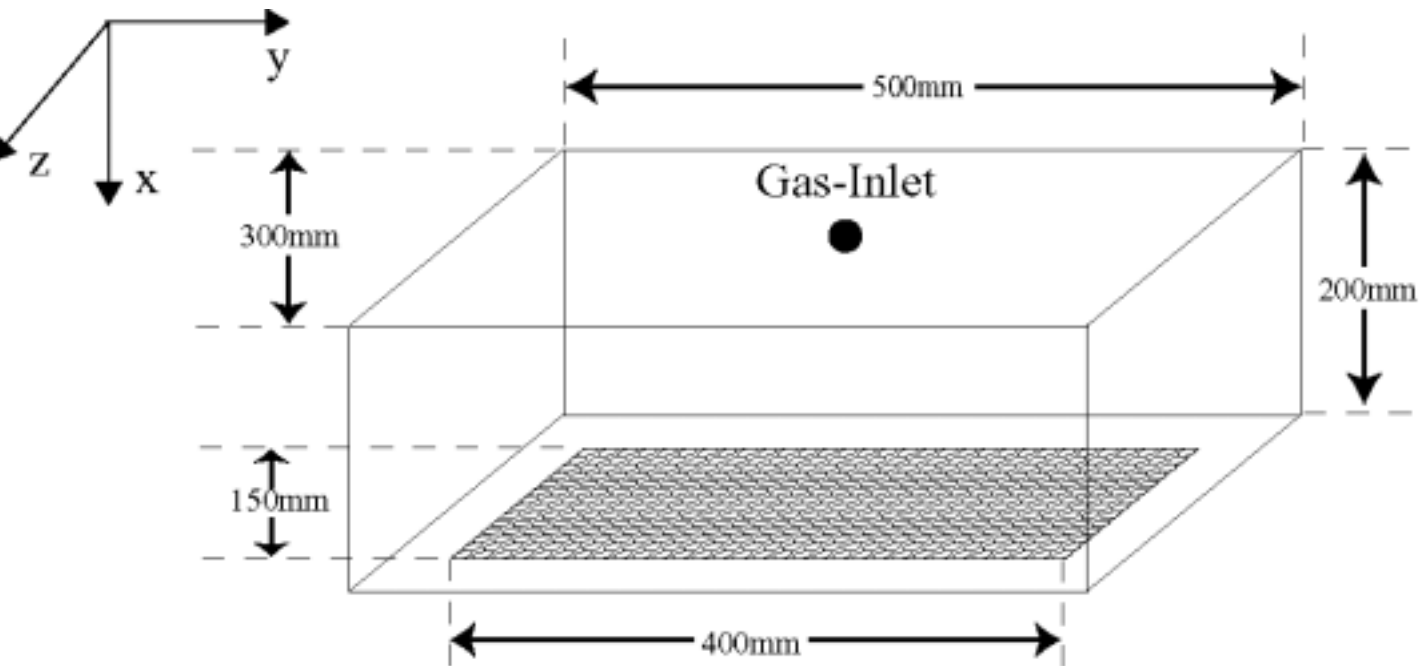


Fig. 13 : Cross sectional view of model geometry for a tandem type and cubic negative ion source.

- Gas-Inlet はイオン源上部中央部に一つだけ
- 引き出し孔径1cm
- 引き出し孔 : y方向各31個 , z方向各14個 ,
計434個

Plasma Parameter

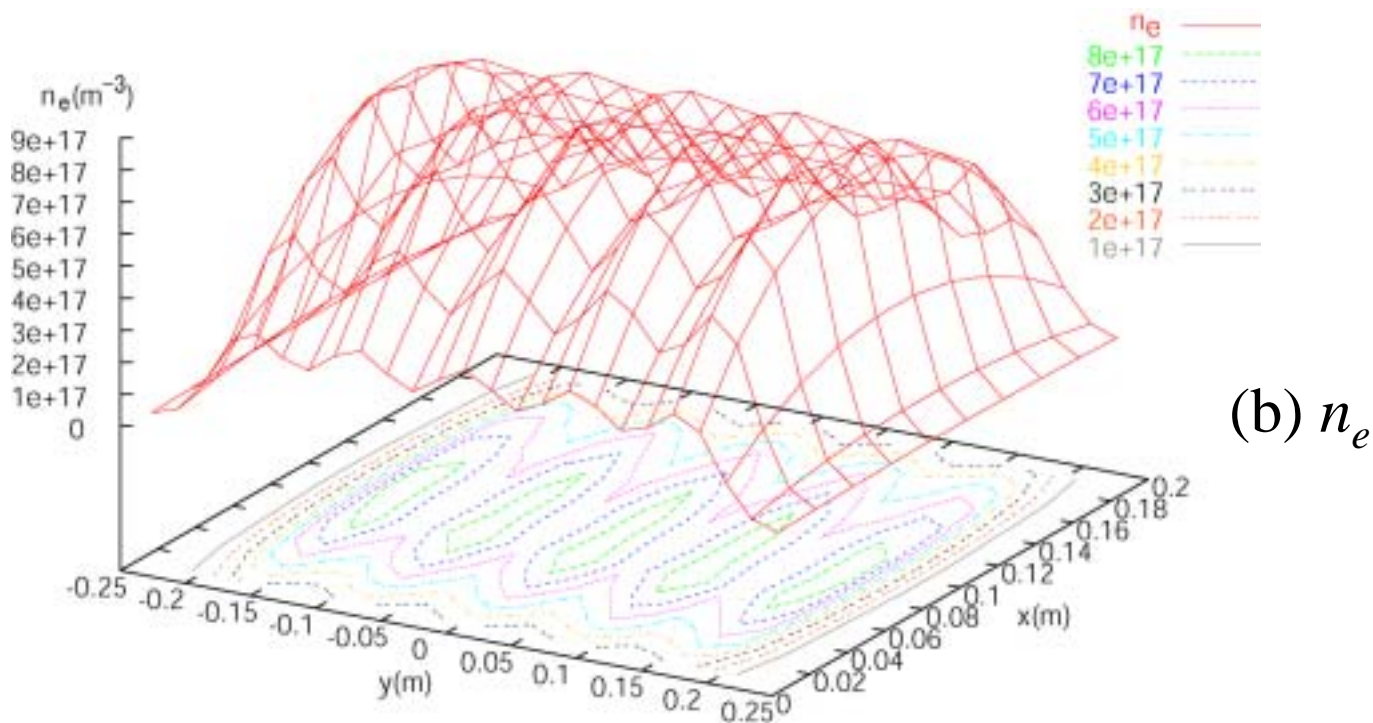
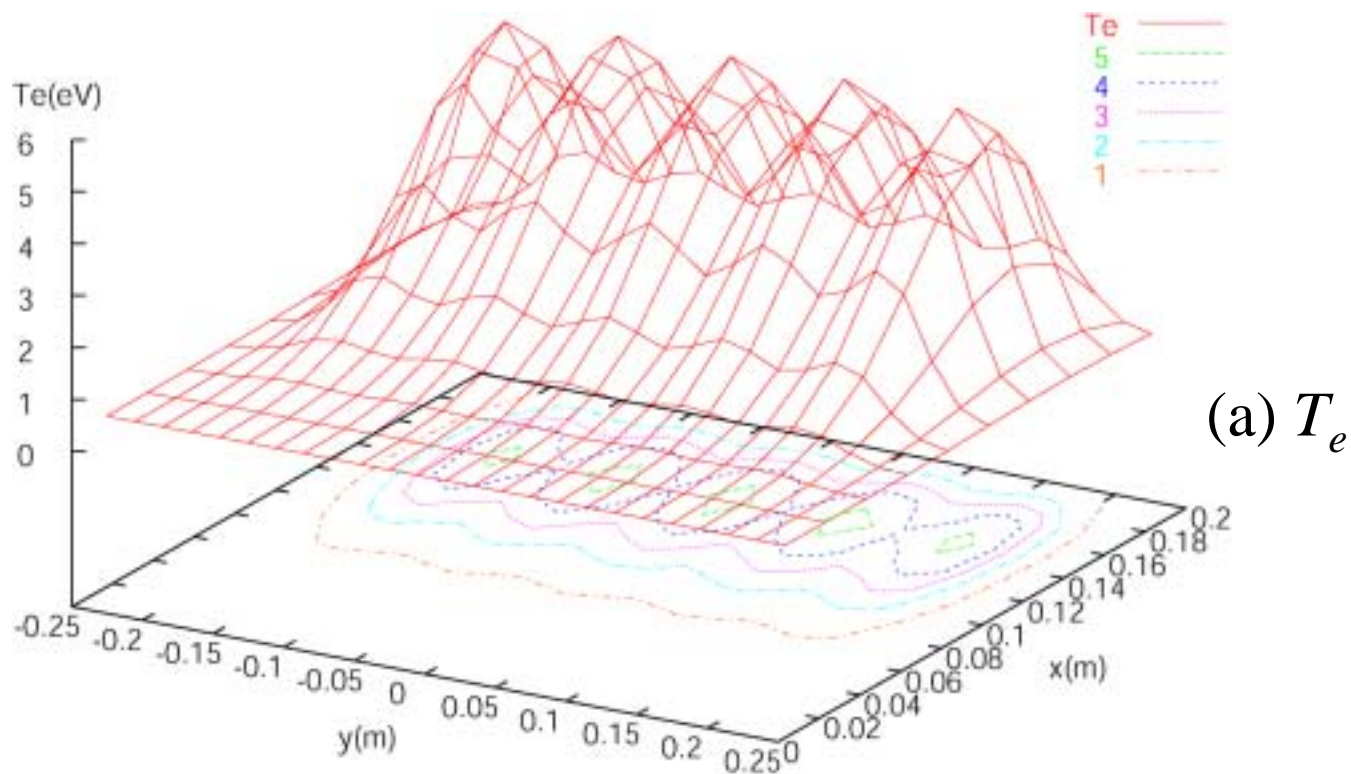


Fig. 14: Electron temperature and density distribution

H₂($\nu=7$)の密度分布

バルク部分で広く、振動励起分子が生成される。

イオン源サイズが小さくなったため、壁での原子の再結合の影響が大きくなり、振動励起分子密度が壁付近で増加。

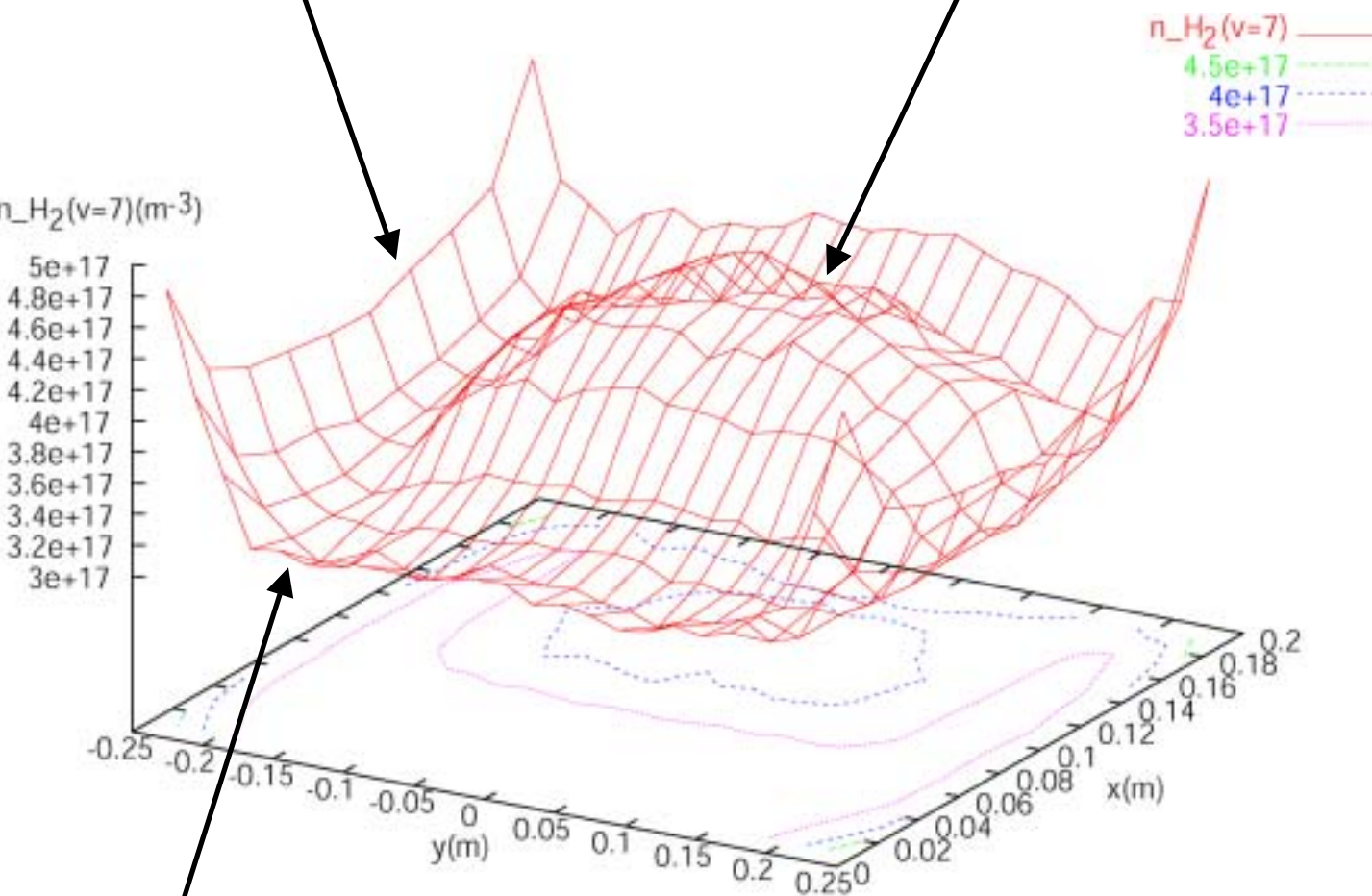


Fig. 15: Density distribution of H₂($\nu=7$)

2ndChamber では、振動励起分子は生成されず、1stChamber からの輸送によってのみ振動励起分子が存在する。

H⁻の密度分布

壁付近では、振動励起分子密度が高く、かつ電子温度が低くなっているため、負イオン密度が高くなる。

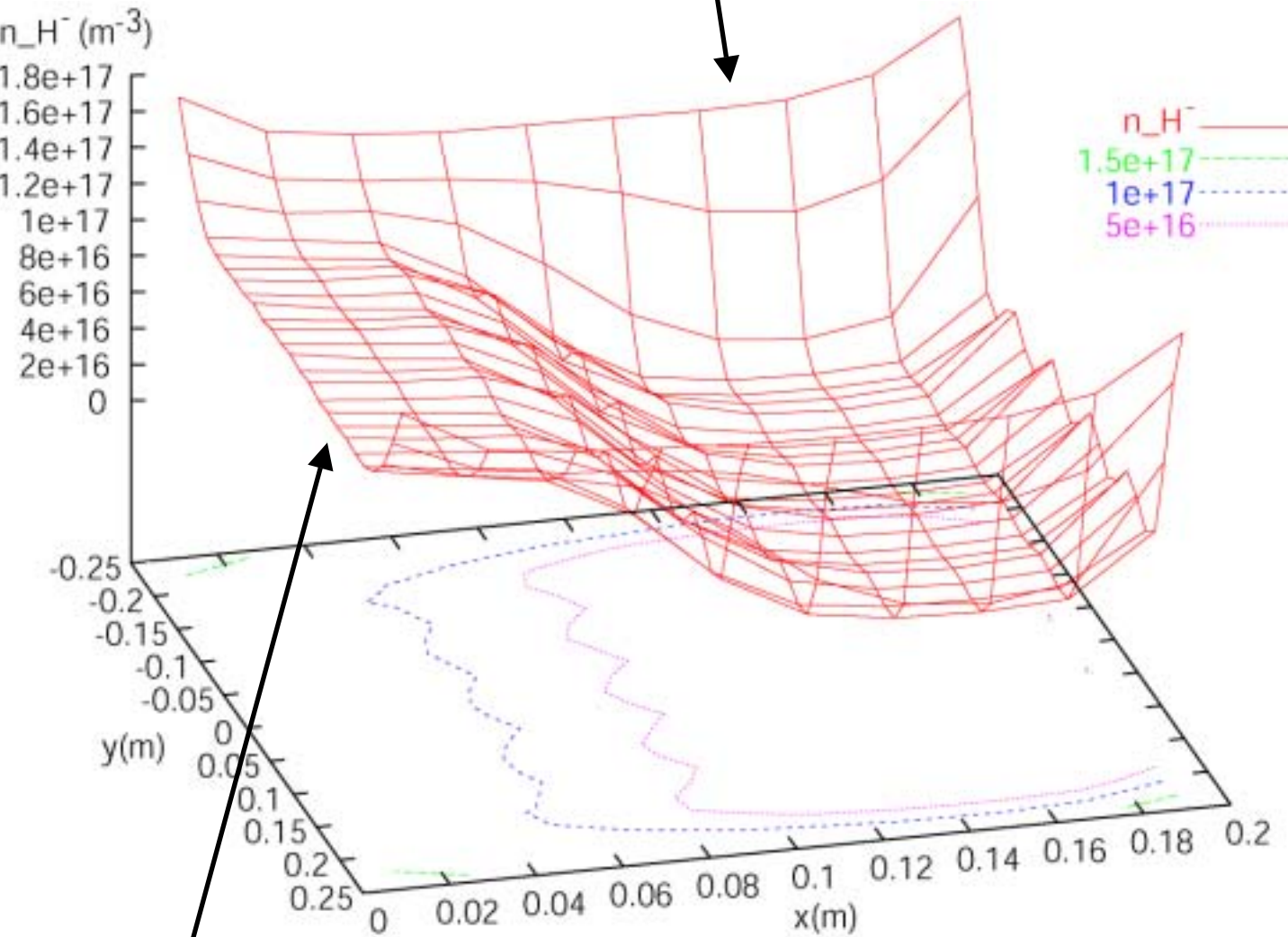


Fig. 16: Density distribution of H⁻

2nd Chamber では、電子温度が負イオン生成の為に最適化されているため、負イオン密度が高くなる。

H($p=3$)の密度分布

Gas Inlet 付近ではガス圧が高いため中性粒子密度が高くなり、基底原子密度の増加により励起原子密度が高くなる。

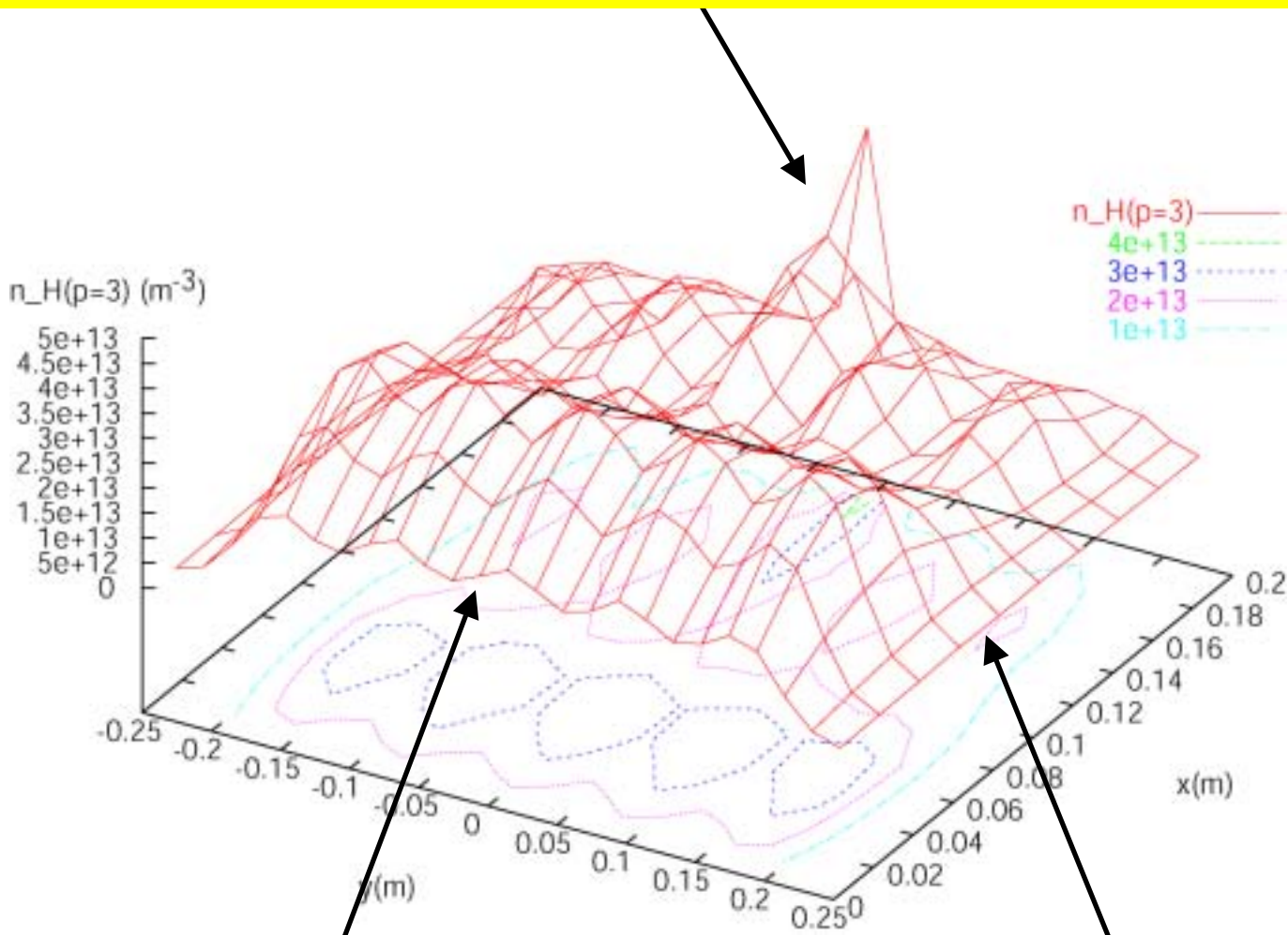


Fig. 17: Density distribution of H($p=3$).

壁付近での電子温度・密度低下と共に、励起原子密度は減少。

2nd Chamber では、負イオン密度が増大することに起因する相互中性化反応の影響の増大により、励起原子密度が増大。

まとめ

中性粒子輸送コード

- プラズマパラメータに従った励起原子密度を計算する事ができた.
- 視線方向に沿った発光強度分布を求められた.
- 数値計算結果と実験結果を比較する準備が整った.
- 壁で原子から分子へ再結合する, 再結合係数の変化による影響が, 壁付近だけに留まらず, 中心部まで及んでいる事が分かった.

励起原子密度

- 相互中性化(MN)反応が $H(p=3)$ の密度に大きく影響している事が分かった.
特に, 壁付近・2nd ChamberではMN反応の影響が顕著であると考えられる.
- フィラメント付近では, 高速電子による励起が支配的である.

今後の展望

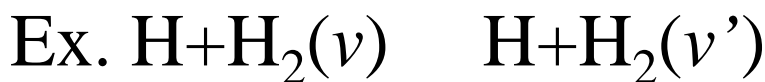
数値計算結果と実験結果を比較する

- 実形状を正確に模擬したモデルを用いて計算し、実際に行われた分光測定結果と数値計算結果を比較する。
- 比較の際には、特に低温部での分光測定結果において $H(p=3)$ に関わる発光強度が他の発光強度に比べ強くなるとする数値計算結果が役立つと考えられる。

より詳細な理解の為に

現在無視している以下の効果を考慮する必要がある。

中性粒子同士の反応



壁の影響

壁素材を変える事により振動励起分子の放出レートが変化することが報告されている。

また、壁の温度による変化も報告されている。