

# プラズマ発光分光による レーザー支持デトネーションの電離効率評価

講演番号：2N12

○神田 圭介<sup>1)</sup>  
松井 康平<sup>1)</sup>  
小紫 公也<sup>1)</sup>  
小泉 宏之<sup>2)</sup>

東京大学大学院

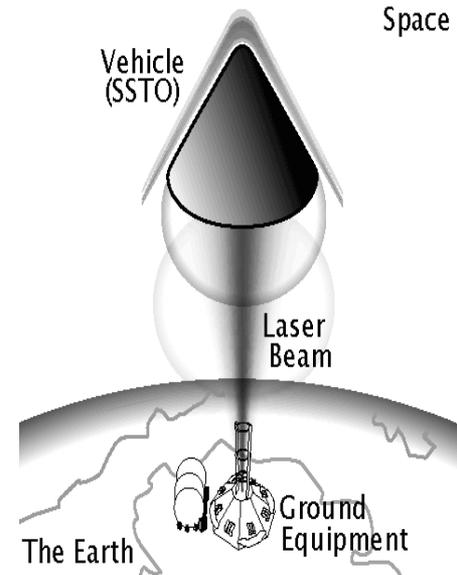
<sup>1</sup>航空宇宙工学専攻・<sup>2</sup>先端エネルギー工学専攻

# 研究背景

# レーザー推進の概念とメリット

レーザーエネルギーを  
駆動源とする推進システム

少量の推進剤のみで  
宇宙に到達可



エアブリージング

地上施設

デトネーション



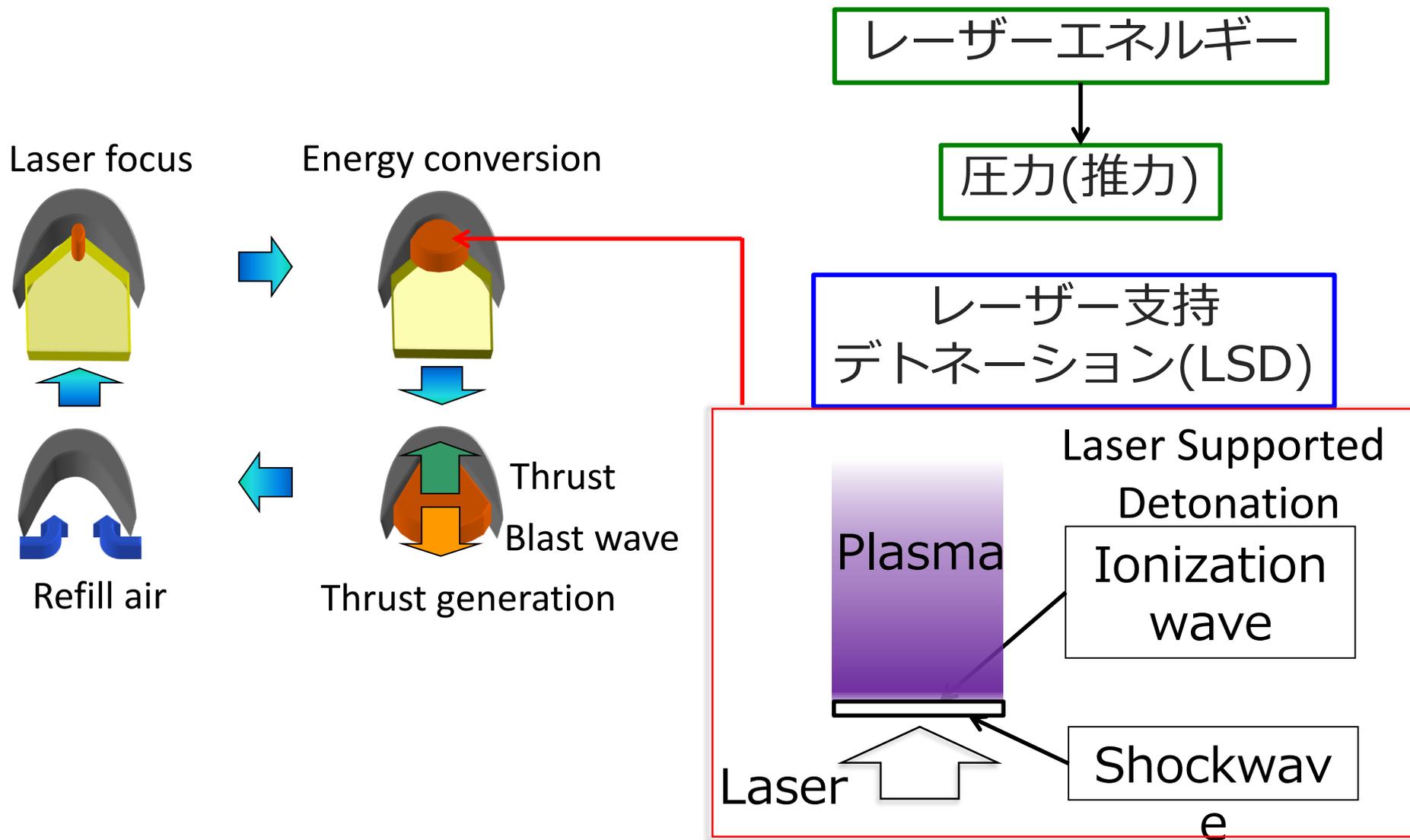
高ペイロード比

繰り返し利用可能

簡素な構造

現状のロケットに比べて大幅コストダウン

# レーザー支持デトネーションの重要性



# 推進器設計に必要なとなる物理モデル

実験から得られたデータ  
実機サイズで適用可能?  
効率的な機体形状?

高効率な推進器の設計  
1 m級  
シミュレーション

シミュレーションには  
LSDの  
物理モデルが必要

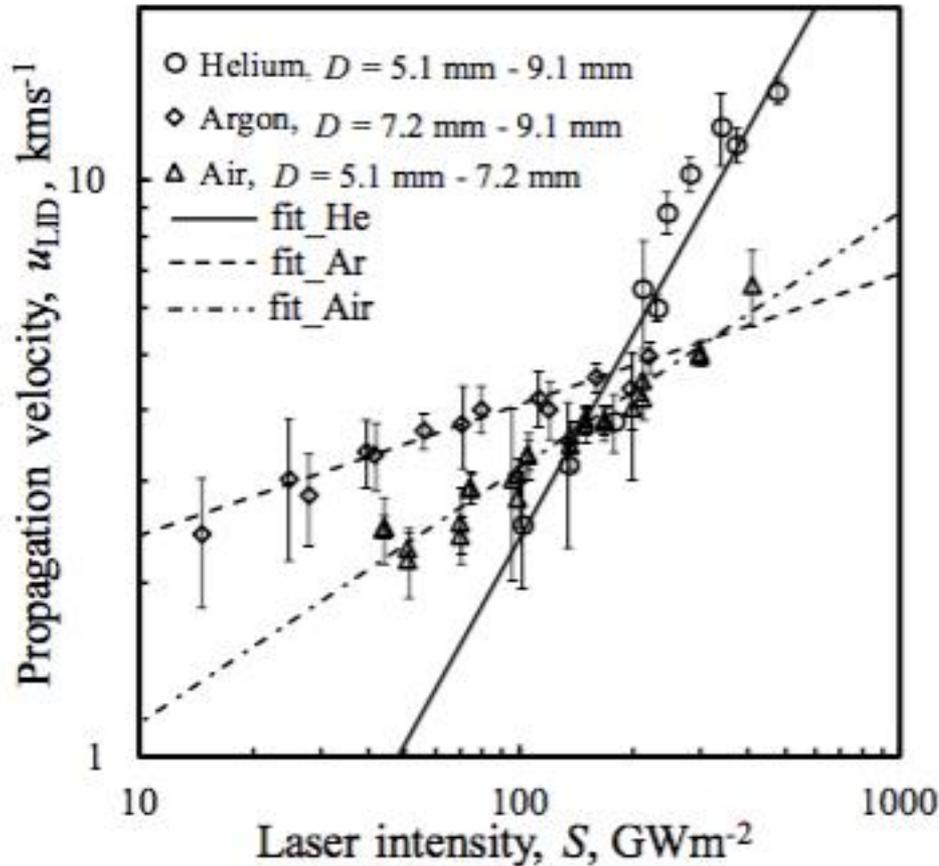
LSDの進展速度  
 $U=U(S)$

レーザーによる加熱率  
 $S/U(S)$

ユゴニオ  
解析

LSD背後の  
圧力上昇

# 雰囲気ガス種による依存性の違い



今は主にArとHe実験

デトネーションの理論では  
ガス種によらず

$$U \propto S^{1/3}$$

実際には  $U \propto S^a$

$$a = 0.4 \text{ (@Air)}$$

$$a = 0.22 \text{ (@Ar)}$$

$$a = 1.18 \text{ (@He)}$$

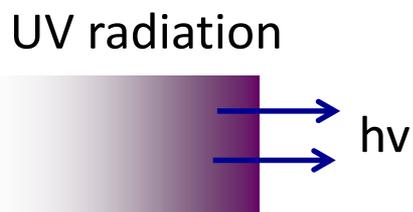
放電による  
進展モデル

1. Shimano, T., Ofosu, J. A., Matsui, K., Komurasaki, K., and Koizumi, H.:

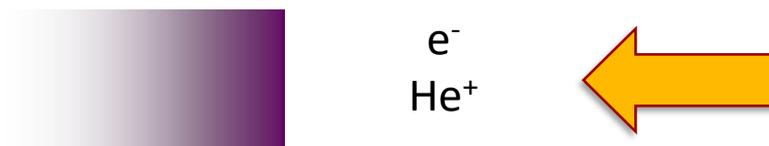
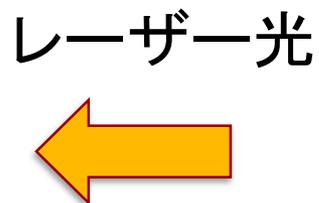
“Laser-induced discharge propagation velocity in helium and argon gases” *Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci.*, **60**, 6 (2017), pp. 371-378.

# 光電離による電離波面の進展メカニズム説

## 1. 光子放出



## 2. 光電離



## 3. 電子雪崩



## 4. 電離波面の進展



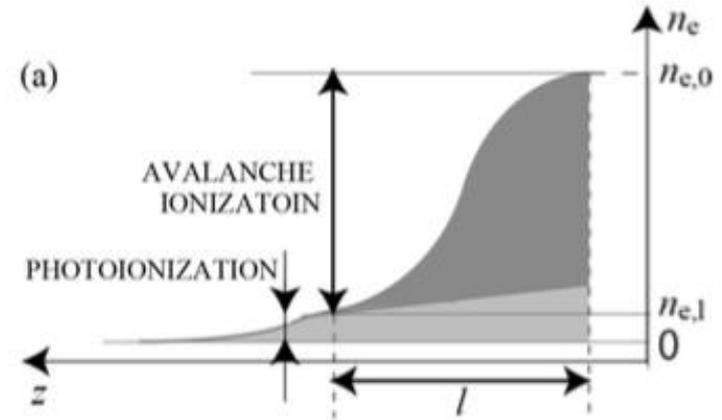
# 現状の電離波面伝播の1次元モデル

## 電離波面静止系

$$U \frac{\partial n_e}{\partial z} = v_i n_e$$

$$U = \frac{f}{n_{e,l}}$$

$$f = f(n_{e,0}, T_e)$$



$U$ : 進展速度

$v_i$ : 衝突電離周波数

$f$ : 光子流束

レーザーエネルギーが全て電離に使われるとして  $v_i$  を計算

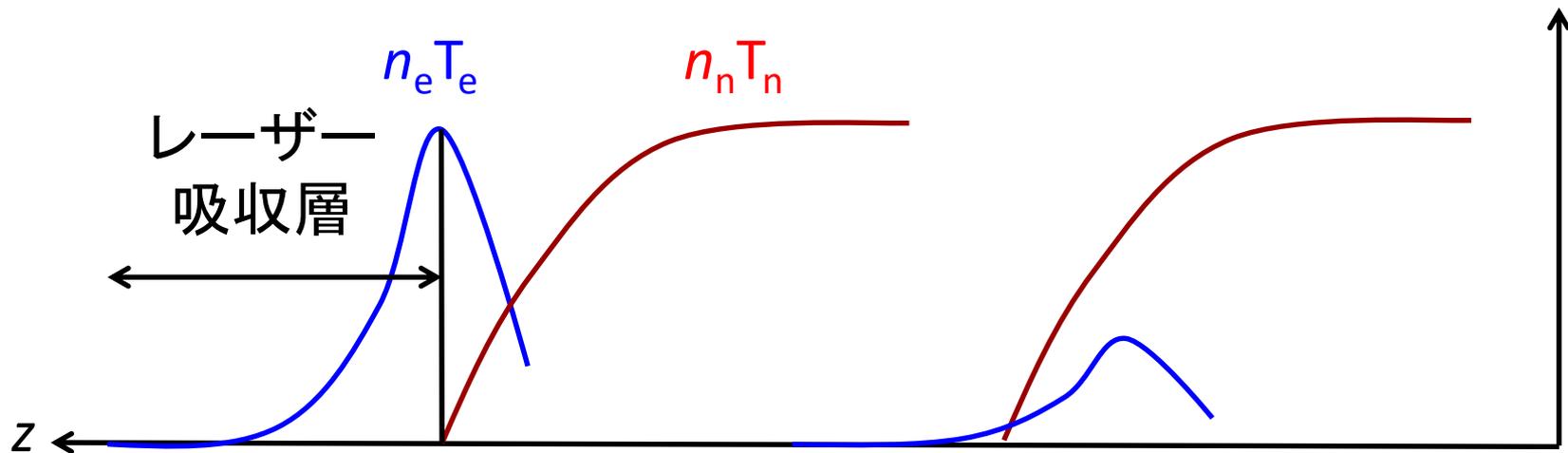
レーザー吸収層では中性粒子温度は上昇せず

検証の必要あり

# 本研究の目的

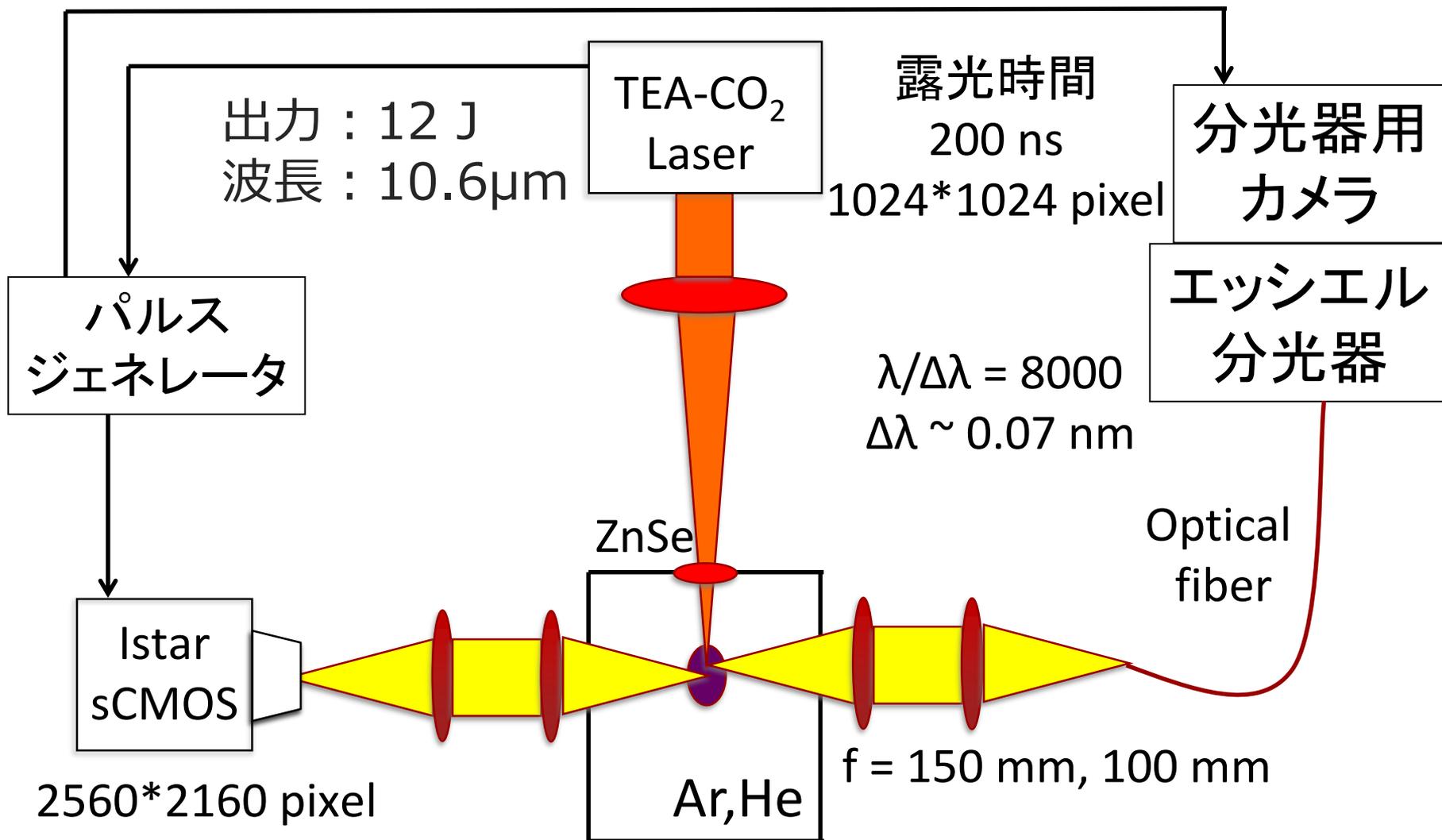
- Ar, Heプラズマの電子密度を測定し電離効率を計算する
- 電離効率から電子密度ピークでのエネルギー分配を明らかにする

$$\text{電離効率} = \frac{\text{電離}E + \text{電子の運動}E}{\text{レーザーによる加熱}E} = \frac{\text{電子}E}{\text{電子}E + \text{重粒子}E + \text{放射}E}$$



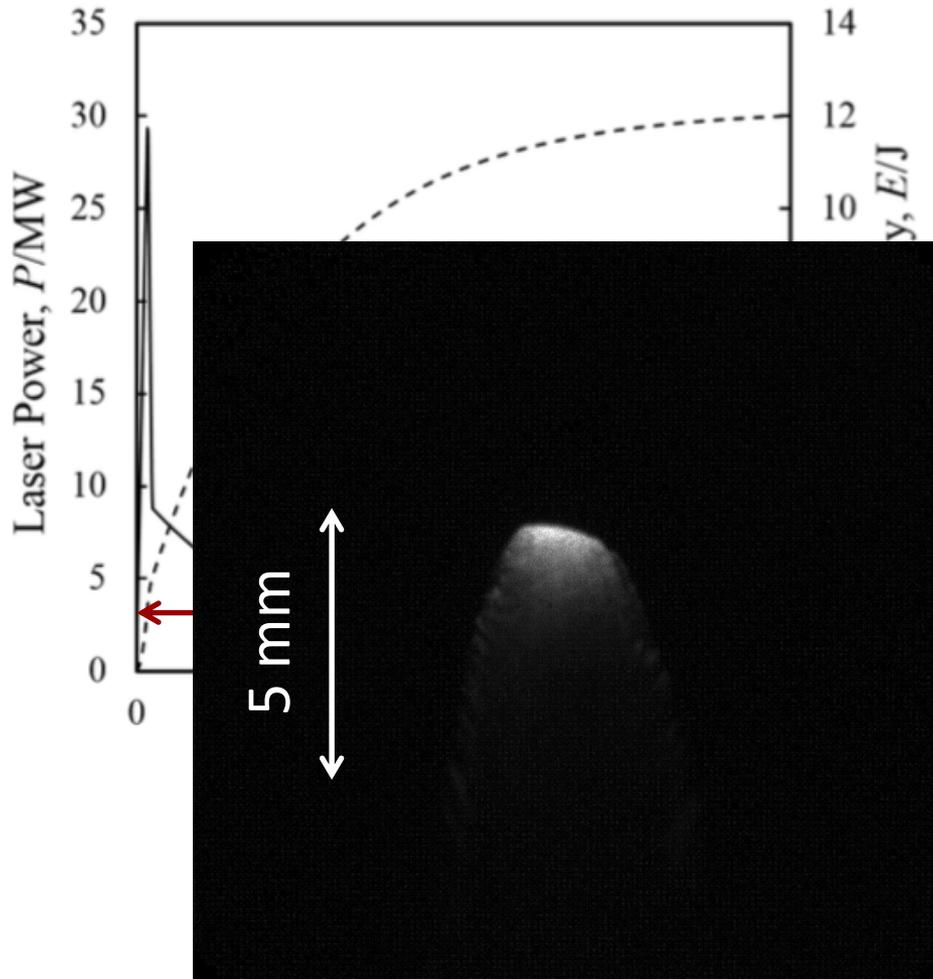
# 実験手法

# 実験系のセットアップ



# TEA-CO<sub>2</sub>レーザーと一次元的集光系

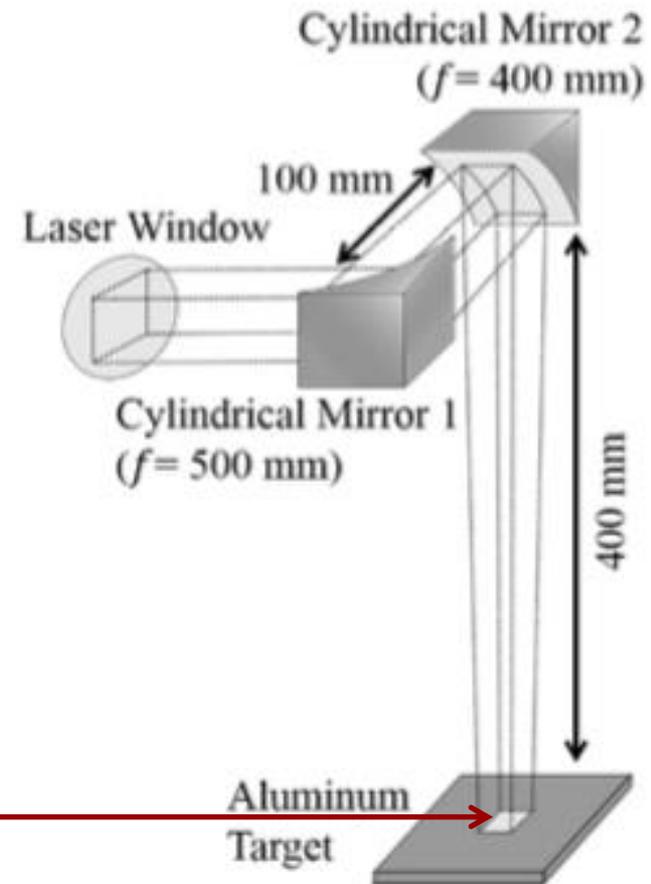
撮影タイミングから強度



二次元的効果を除くため

集光径大

レーザー径変化小



# 分光データの解析手法

➤ 電子数密度  $n_e$

シュタルク広がり  $D|_{stark} = n_e W$

実験条件では

シュタルク広がり  $\sim 10\text{nm}$

ドップラー広がり  $\sim 0.002\text{nm}$

装置幅  $< 0.2\text{nm}$

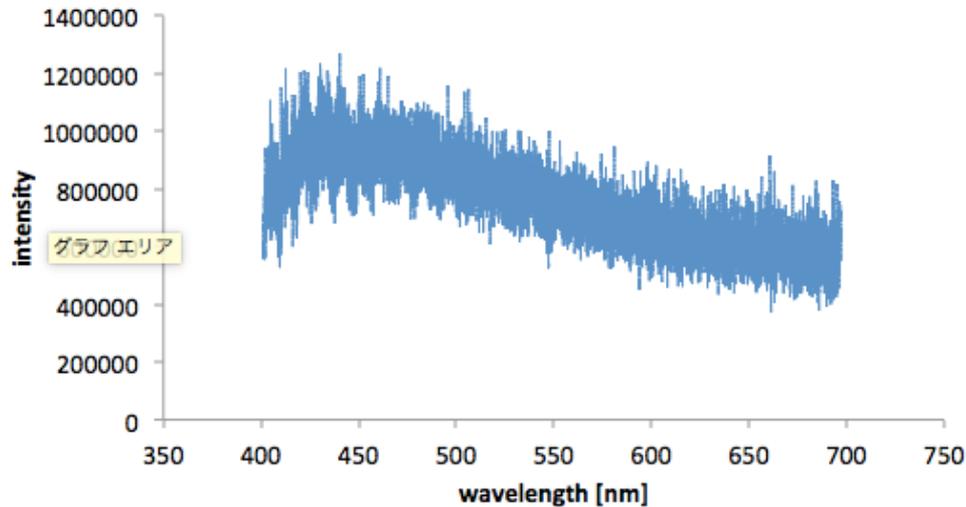
➤ 電子温度  $T_e$  ( $n_e$ のピークでLTE仮定)

Sahaの式

$$\frac{n_e n_{i+1}}{n_i} = 2 \left( \frac{2\rho M_e k_B T_e}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{g_{i+1}}{g_i} \exp\left( -\frac{I}{k_B T_e} \right)$$

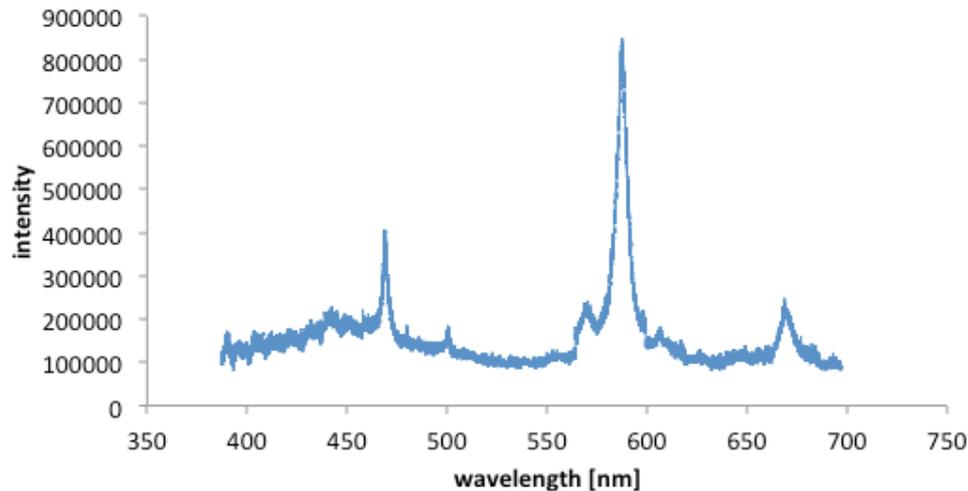
# 実験結果

# Ar雰囲気気ガスではスペクトル線見えず



Arでは電子数密度が高く  
連続放射が卓越

今後Arで $n_e$ の測定方法を  
探す必要あり

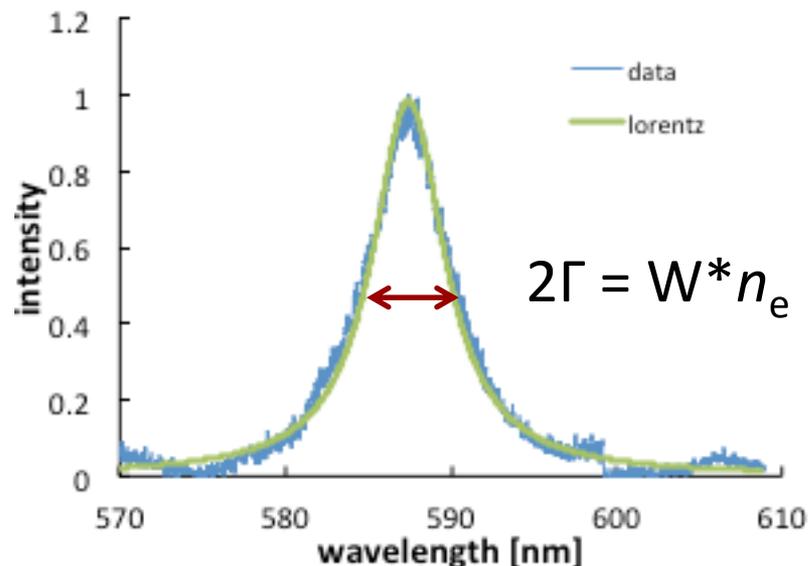
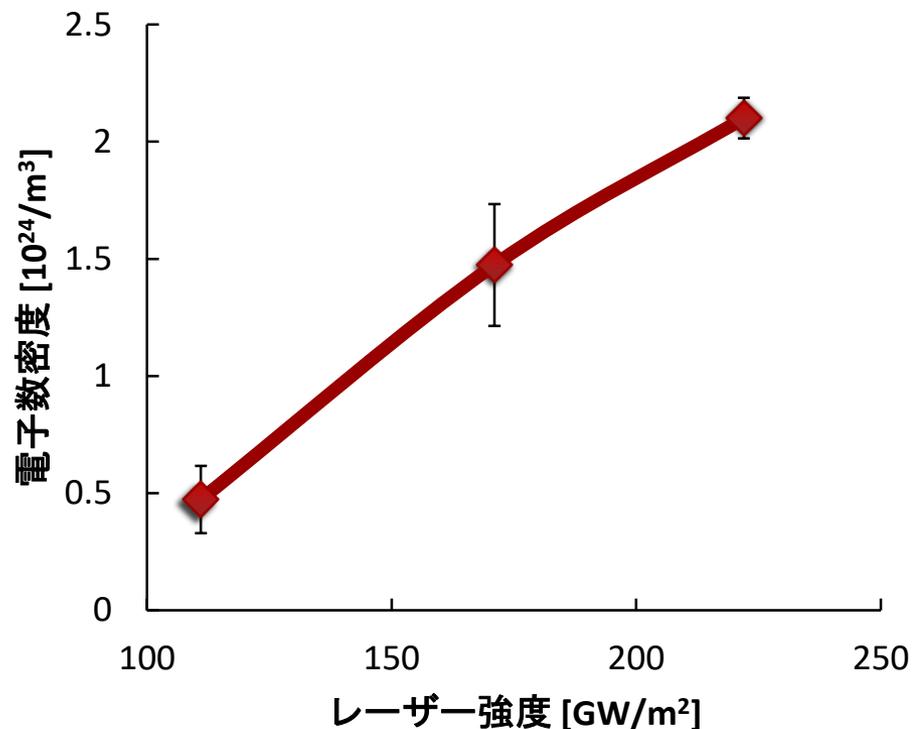


Heではスペクトル線が  
観測できた

以下の結果や考察は  
Heのみの結果

# Heでの電子数密度の測定結果

スペクトルの広がりから電子数密度を計算

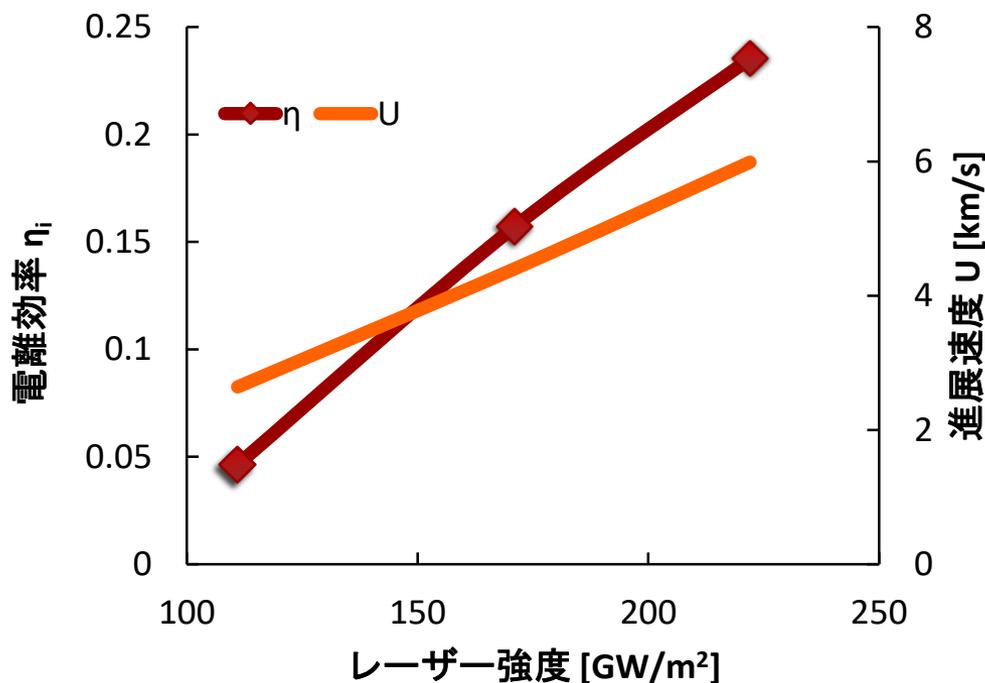


587 nmと667 nmラインを  
同時にfittingに利用

# 考察

# 電子へのエネルギー分配

$$\eta_i = \frac{\text{電離}E + \text{電子の運動}E}{\text{レーザーエネルギー}} = \frac{\varepsilon_i n_e + 3/2 n_e k T_e}{S/U}$$



測定値を利用

$S$ : レーザーパワー [GW/m<sup>2</sup>]

$U$ : 進展速度 [km/s]

$n_e$ : 電子数密度 [/m<sup>3</sup>]

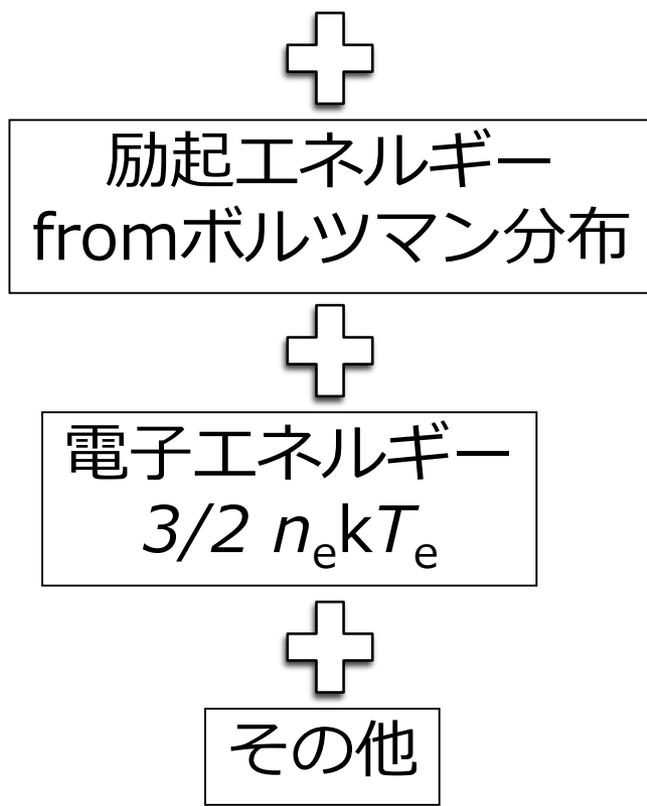
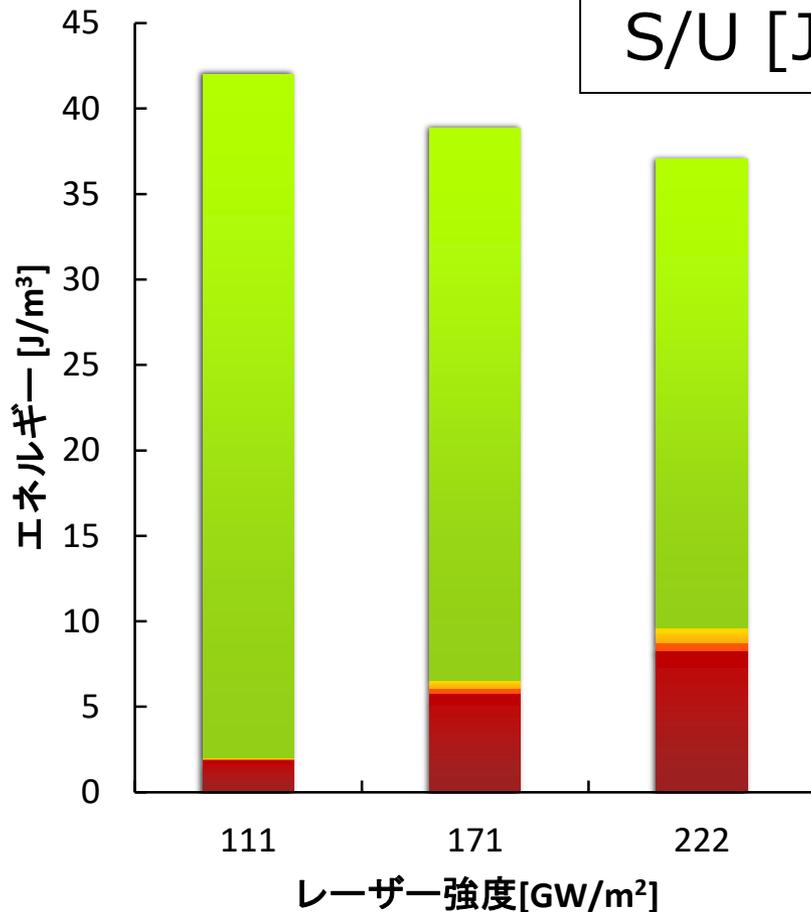
# 密度ピークでのエネルギーの分配

Sahaの電離平衡  $\longrightarrow T_e \sim T_{ex}$  ( $n_e$ ピークでLTE仮定)

全エネルギー  
S/U [J/m<sup>3</sup>]

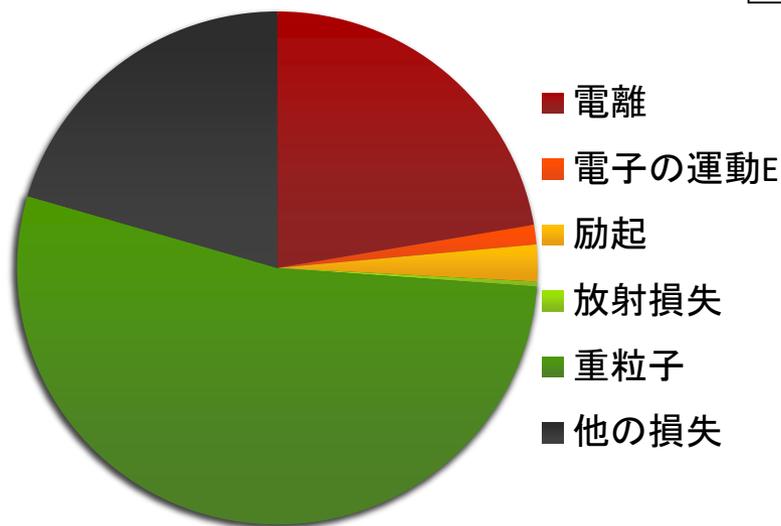
=

電離エネルギー  
 $n_e \epsilon_i$



# ピーク位置での重粒子エネルギー

$S = 222 \text{ GW/m}^2$   
電子密度ピークでの  
エネルギー配分



その他のエネルギーは  
72 %

放射による損失はわずか  
(黒体放射を仮定して計算)

$T_e = T_h = 23500 \text{ K}$   
と仮定しても57%のエネルギーのみ

エネルギー収支合わない

考慮できていない  
エネルギー損失ある可能性

ピーク電子数密度を低く  
見積もっている可能性  
(露光200 nsで1.2 mm進展)

# 今後のモデリングで注意すべき点

- 電離に使われるレーザーエネルギーの割合を考慮する必要がある
- 電離，励起，電子の運動エネルギー以外の要素（重粒子の温度上昇）も考える必要がある

- ➔ Heの電子数密度を分光測定によって求めた
- ➔ レーザー強度が111-222 GW/m<sup>2</sup>の範囲では電子数密度は0.5-2.1×10<sup>24</sup> m<sup>-3</sup>であり、電子密度のピークでの電離効率率は5-20%程度だった
- ➔ モデルの精度向上のため、重粒子等に流れるエネルギーの考慮が必要であることがわかった

# 今後の研究の展望

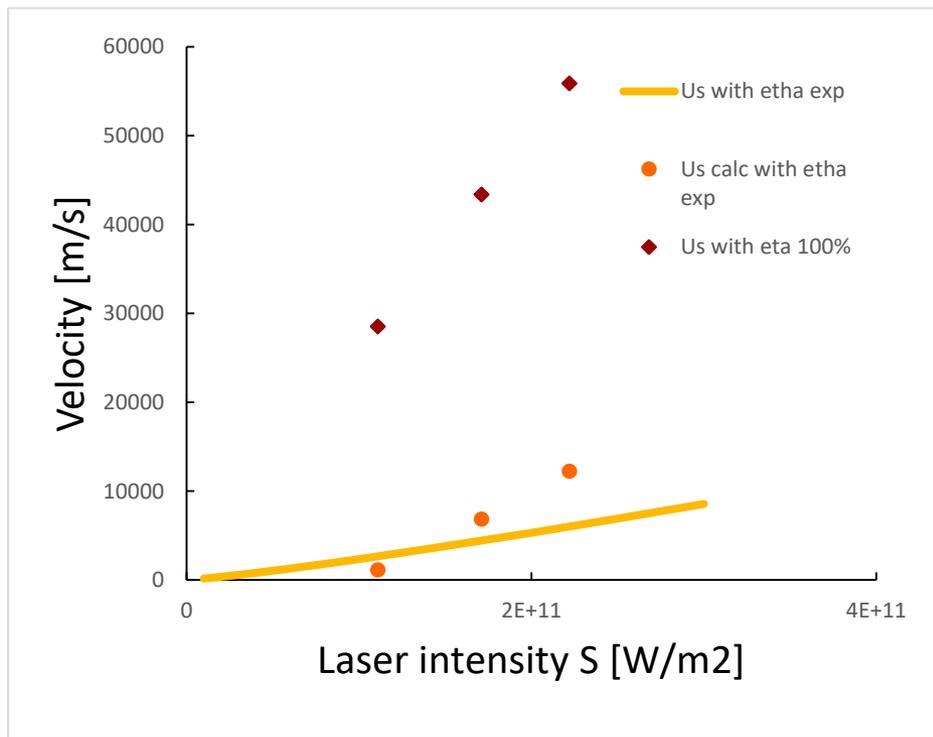
- 異なるガス種(Arなど)での電離効率の測定を行う
- ガス種による速度の傾向の違いが電離効率から来ているのかを考察する
- 電離効率を再現できる詳細なモデリングを行う

ご清聴ありがとうございました

東京大学大学院 工学系研究科 航空宇宙工学専攻 小紫研究室  
神田圭介  
k-kanda@g.ecc.u-tokyo.ac.jp

# モデルによる計算と実験値の比較

電離効率を考慮した場合の方が常に実験値に近い  
精度の良い予測にはより詳細なモデルが必要



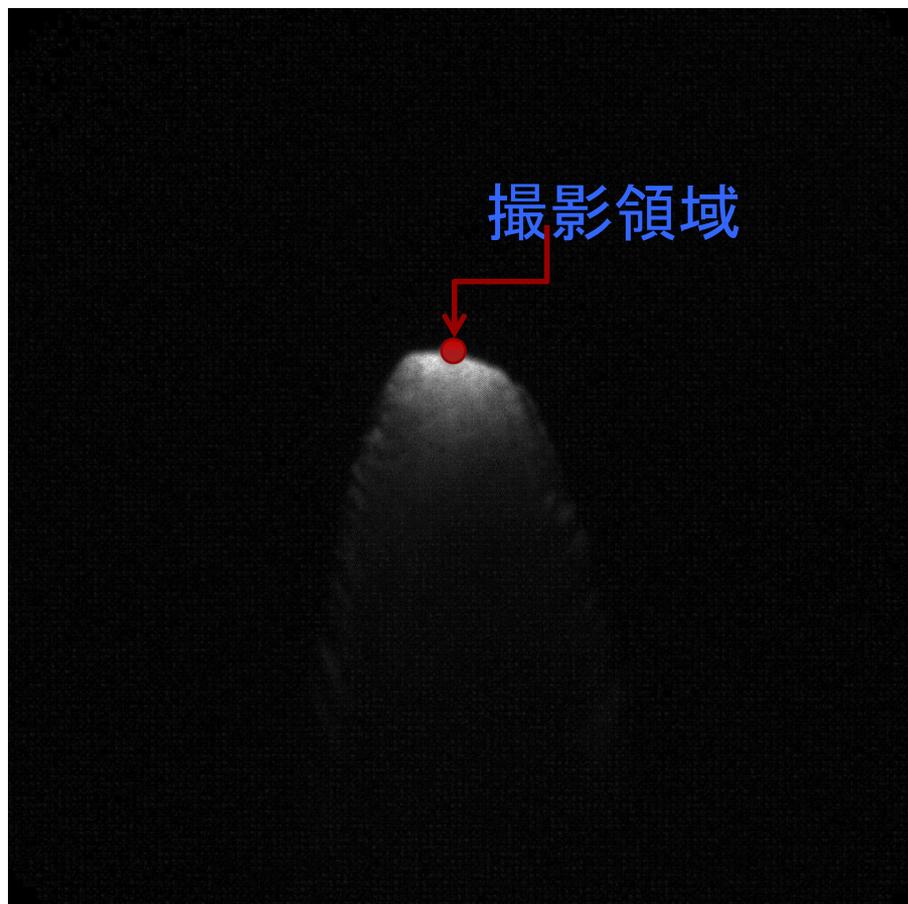
$$U \frac{\partial n_e}{\partial z} = v_i n_e$$

旧モデル

$$v_i = S_{IB} S / e_i$$

新モデル

$$v_i = h_i S_{IB} S / e_i$$

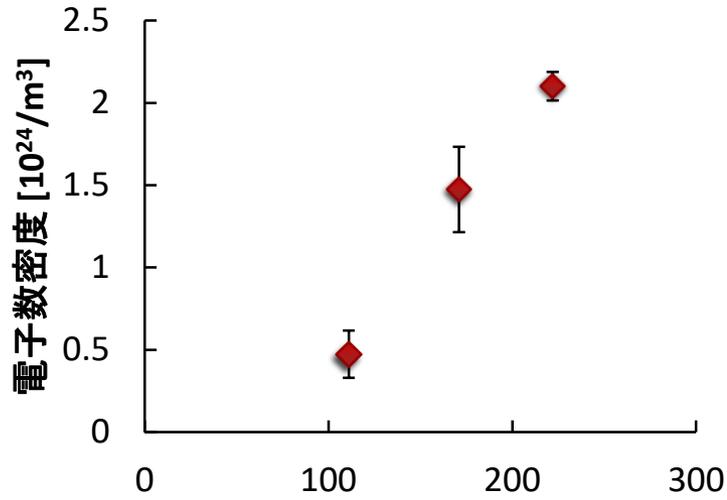


# エネルギー緩和時間

$$E_{th} = 3/2 k(T_e - T_h) * (2m_e m_j) / (m_e + m_j) * n_e * n * \sigma_{el} * v_e$$

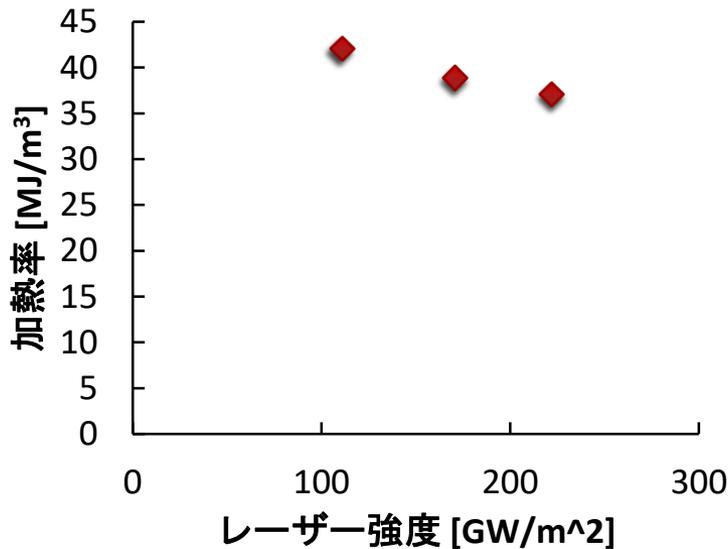
$$T_e = (n_e * 3/2 k T_e) / E_{th}$$

# 加熱率とピークの電子数密度の関係



加熱率  $S/U$  [J/m<sup>3</sup>]が高いところで  
電子数密度は低い

吸収長/進展速度 [s]  
が短いと電離効率大きい



ピークに到達するまでの  
時間スケールで電離効率きまる

# 放射ロス計算

## ➤ 黒体の式

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.670\,367(13) \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

## ➤ $T = 23500$ とする

## ➤ 上の式を $2\pi r t$ 倍して $\pi r^2 t$ で割って $\text{W/m}^3$ の単位にする

## ➤ 放射時間 $l/U$ nsをかけてロスを $\text{J/m}^3$ にする

## ➤ $r = 2.5 \text{ mm}$ , $l = 0.1 \text{ mm}$ , $U = 6.0 \text{ km/s}$

# 電子のエネルギー保存を考慮する必要

$$n_i = (S_{ei} + S_{en}) \frac{S}{e}$$
$$u_{lid} = \frac{n_i l}{\ln(n_{e,0} / n_{e,l})}$$

$\nu_i$ : 電離周波数

$\sigma$ : 逆制動放射の衝突断面積

$S$ : レーザー強度

$\varepsilon$ : 電離エネルギー

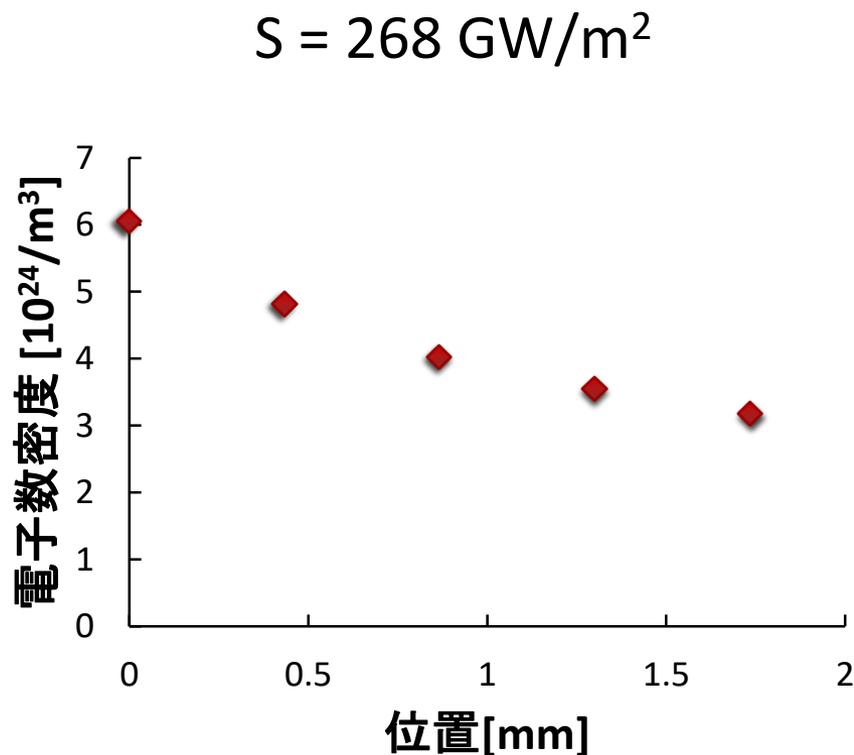
レーザーのエネルギーは全て電離に使われると仮定している

➡ 本来は電子のエネルギー保存を考えなければならない

電離に使われるエネルギーの割合を考える必要あり

# 電子数密度の空間分布

信号が最大の点を0として各点での電子数密度を計算



電子密度のピーク付近で  
レーザー吸収

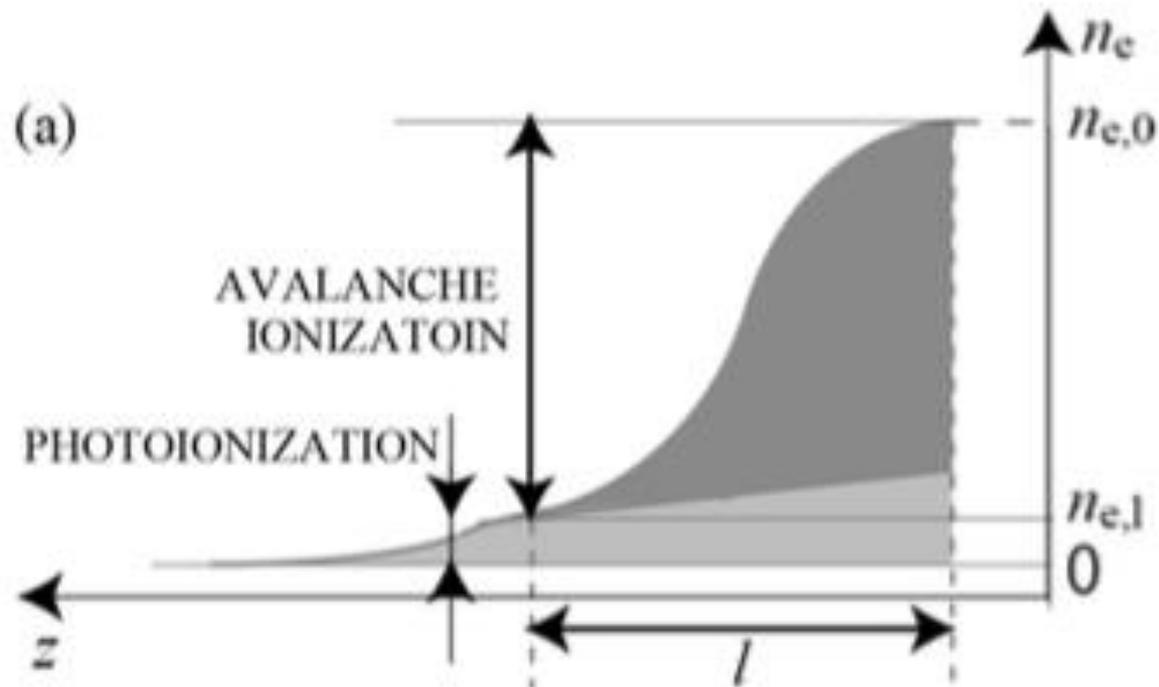


放射や重粒子との温度緩和



電子数密度の低下

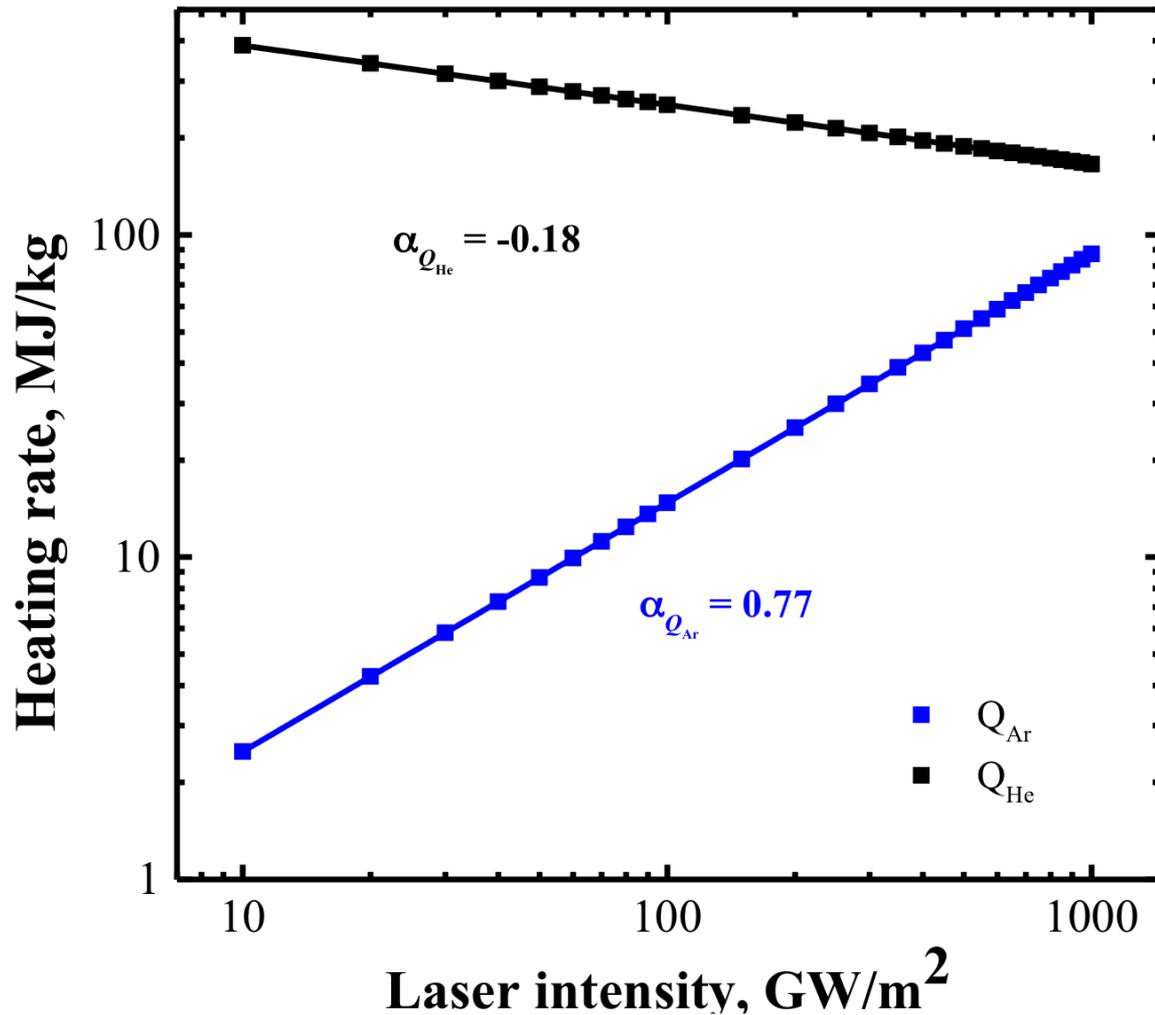
# $n_e$ 空間分布を考慮したモデルが必要



$v_i l$ の見積もりには $n_{e,0}$ が使われるが本来は空間分布  
→ $n_{e,0}$ の高い領域では $v_i l$ の過小評価が顕著

$n_e$ の空間分布を再現するモデルが必要

# 加熱率は電子密度と逆の傾向



# 分光による電子密度、電子温度の測定

## ➤ 電子密度

プラズマの発光分光スペクトルの  
シュタルク広がりから求めた

## ➤ 電子温度

スペクトル線からボルツマンプロット  
あるいは電子密度からサハの式により計算

# Need for $T_e$ and $n_e$ in current model

➔ Current model calculates propagation velocity from electron density, and temperature

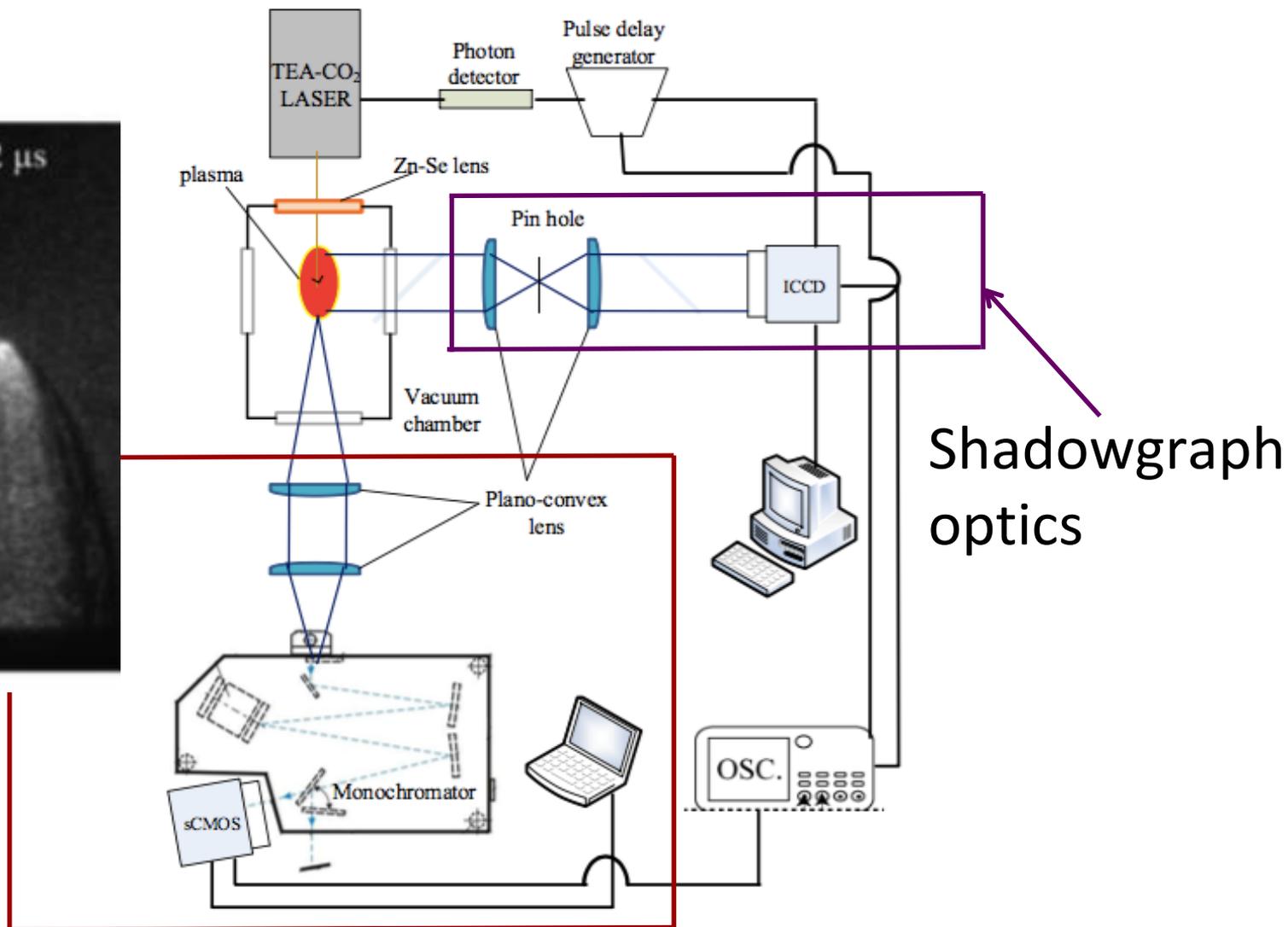
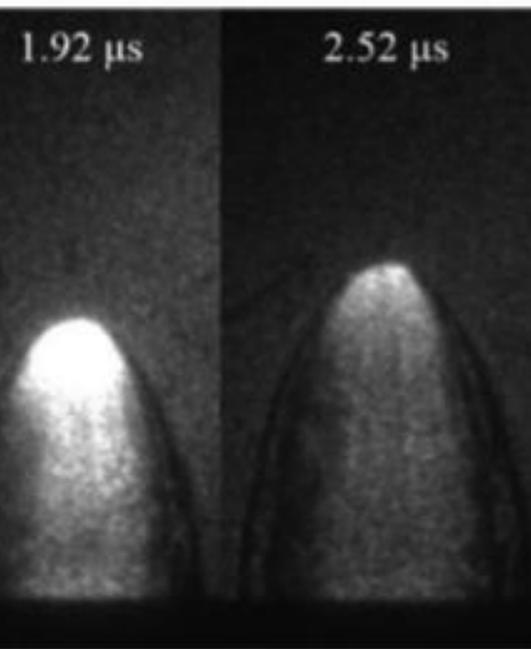
$v_i$  ← Function of  $T_e$  and laser intensity

$l$  ← Estimated from absorption length ( $T_e$  and  $n_e$ )

$n_{e,l}$  ← Estimated from plasma emission ( $T_e$  and  $n_e$ )

➔ Electron temperature and Electron number density is needed for model validation

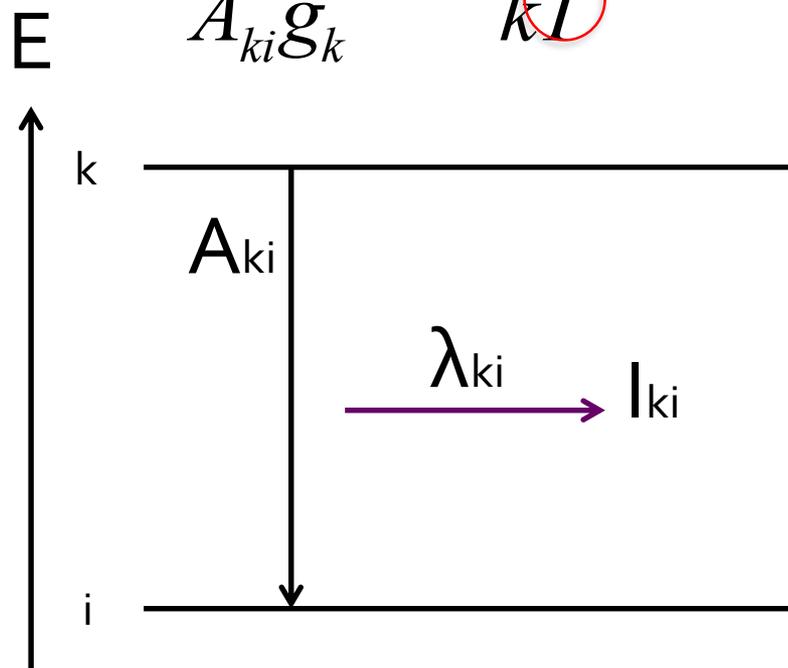
# Overall experimental setup



# 電子温度の測定方法

励起による発光の強度は電子励起温度によって決まる

$$\ln \frac{I_{ki}}{A_{ki} g_k} = - \frac{E_k}{kT} + \ln K$$



I: 相対強度

T: 電子励起温度

K: 定数

k: ボルツマン定数

E: 準位のエネルギー

$\lambda$ : 波長

A: 遷移確率

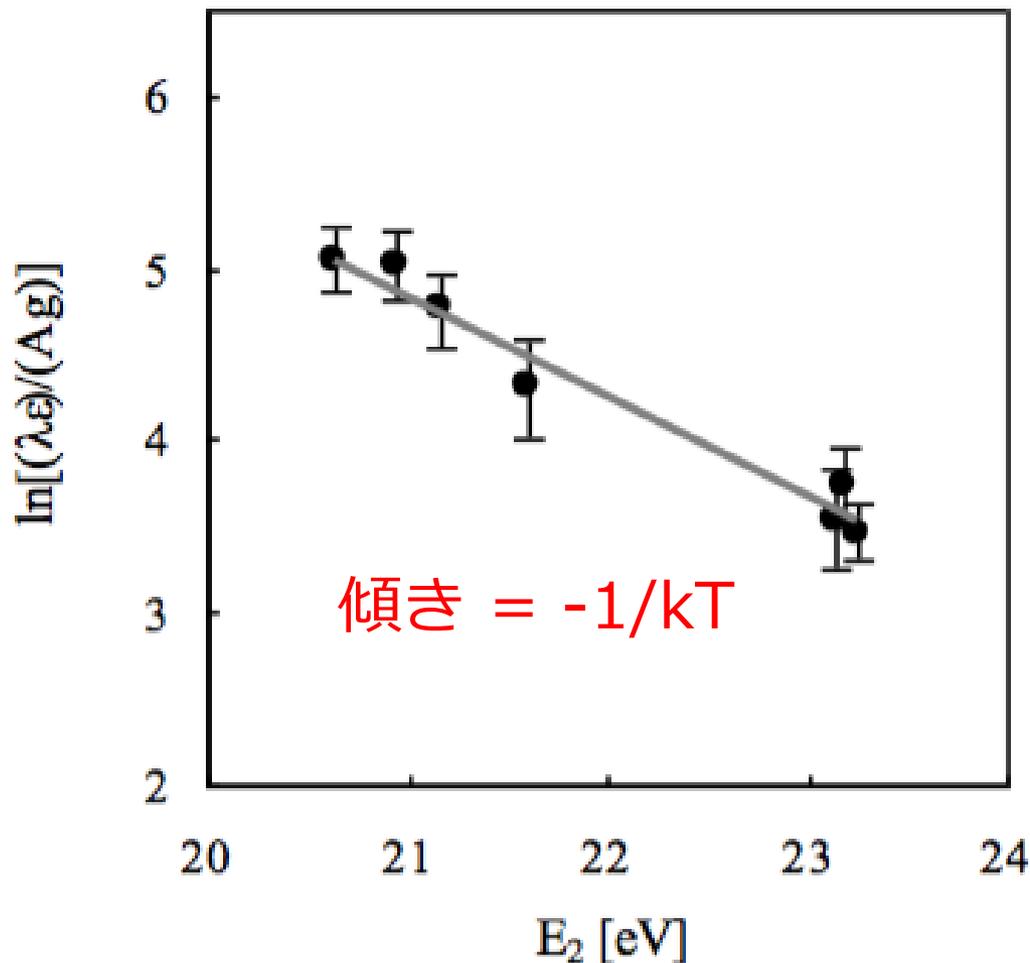
g: 統計的重み

小文字

ki: ~ 上準位と下準位の間

k: ~ 上準位の

# 電子温度：ボルツマンプロット



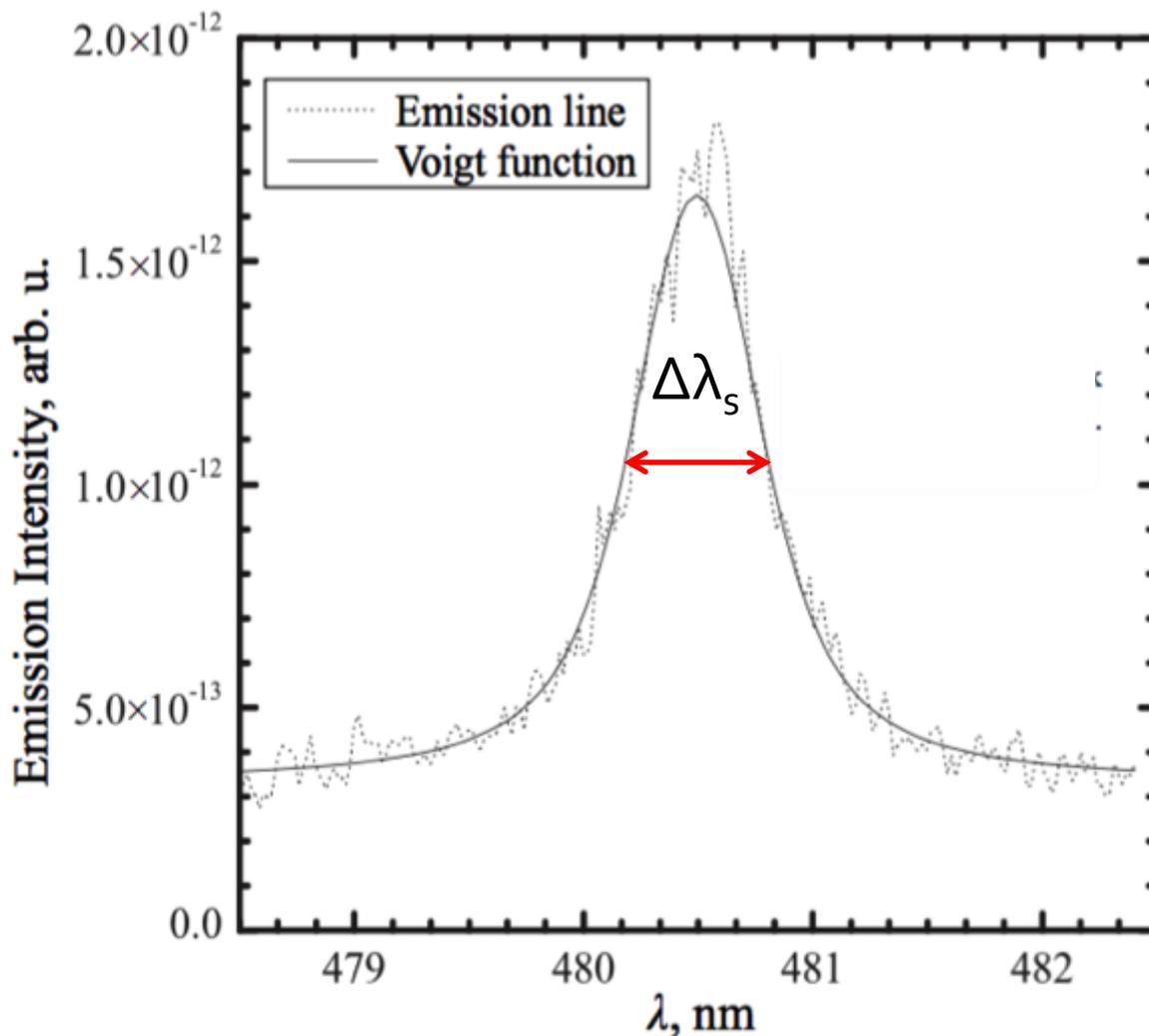
$$\ln \frac{I_{ki} / \epsilon_{ki}}{A_{ki} g_k} = -\frac{E_k}{kT} + \ln K$$

電子温度は  
左図の傾きからもとまる

# 電子密度の測定方法

- プラズマ内の微小な電場により、エネルギー準位の縮退がとける
- 準位のエネルギーが広がることにより、スペクトル線も幅を持つ（シュタルク広がり）
- 微小な電場の大きさは電子密度に依存するのでシュタルク広がりを図ることで電子密度がもとまる

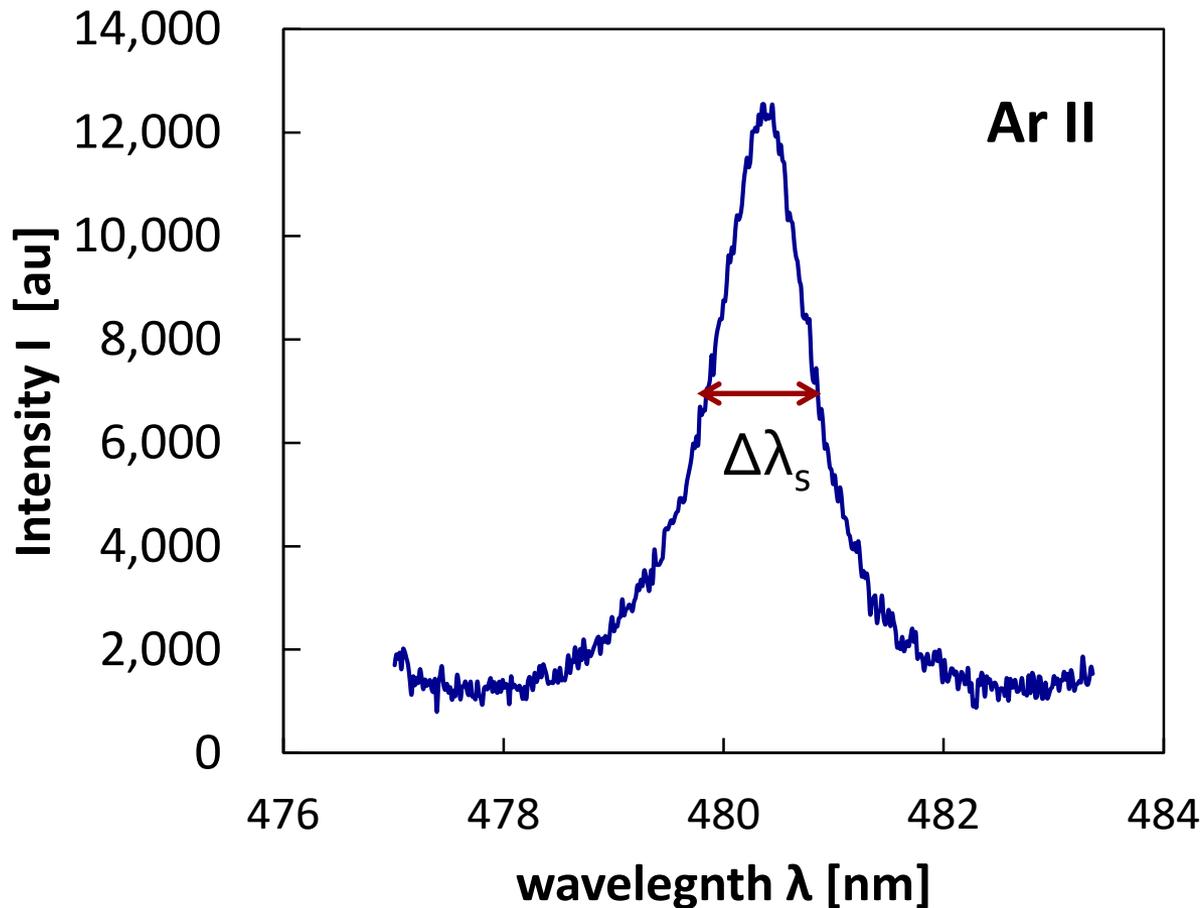
# 電子密度：シュタルク広がり



$$n_e = C(n_e, T_e) D / s^{\frac{2}{3}}$$

Cは電子密度と  
電子温度に  
弱く依存する値  
(Cは文献値による)

$$\Delta\lambda_{\text{stark}} = 2W \frac{n_e}{10^{17}}$$



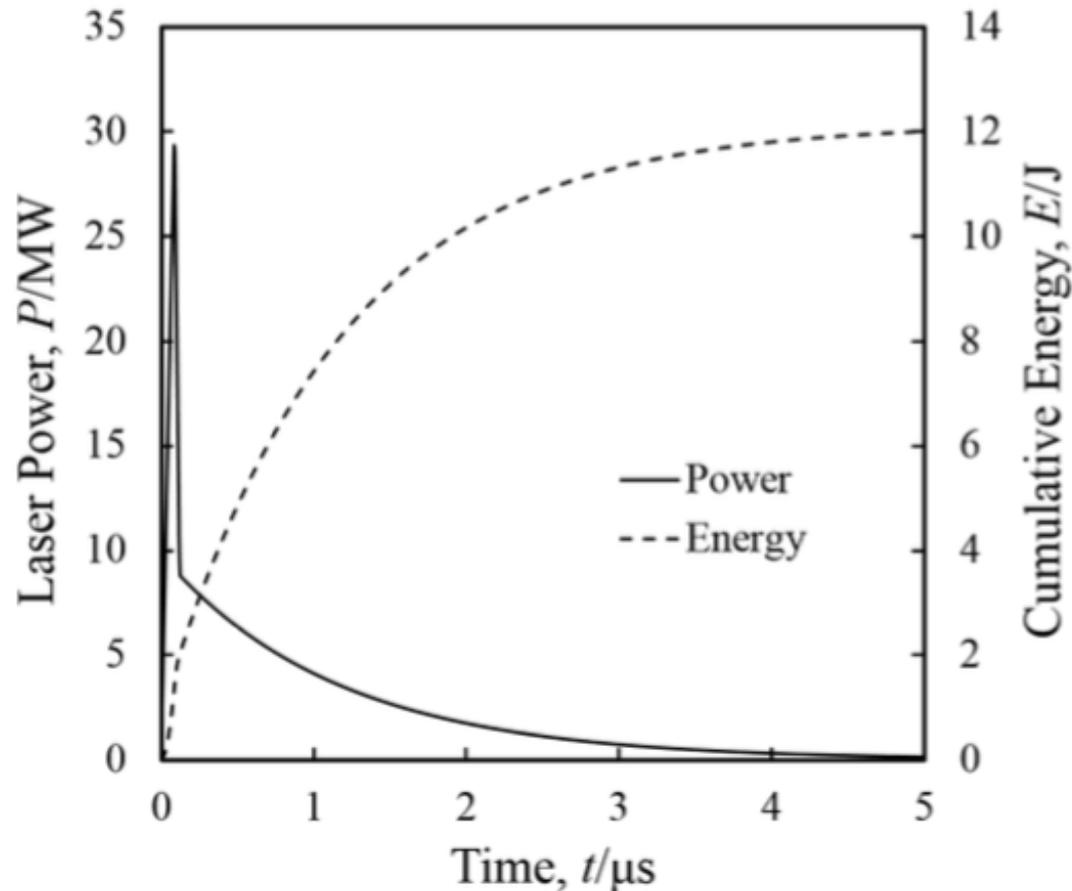
$W$ は $T_e$ にゆるく依存

Sahaの式で $T_e$ を計算しながら最適な $T_e$ 及び $n_e$ を見つけた

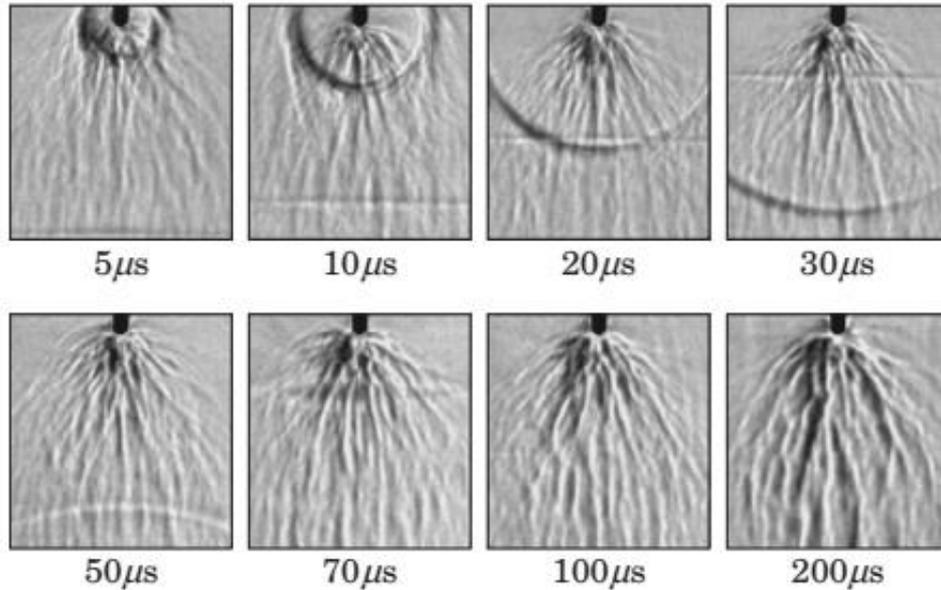
# レーザー強度の時間変化

レーザーパワーは時間変化する

➡レーザー強度(レーザーパワー/断面積)も同様に変化する



Schlieren images of shock waves generated at needle tip<sup>7</sup>



## Charge conservation

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{\partial n_e}{\partial t} - U \frac{\partial n_e}{\partial z} = \nu_i n_e.$$

- Streamer discharges are plasma channels which induces ionization wave
- Streamers are triggered when space-charge field is comparable to the applied field. The processes involve:
  - ✓ Electron transport and avalanche ionization
  - ✓ Space-charge distorted electric field
  - ✓ Photoionization due to UV radiation from plasma volume

7. Ono, R., and Oda, T.: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **43**, 321 (2004)

# 吸収係数の計算式

$$\begin{aligned}k &= k_{en} + k_{ei} \\ &= \frac{4}{3} \left( \frac{2\pi}{3m_e k_B T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{e^6 \lambda^3 G n_e n_i}{hc^4 m_e} \left( \exp \left( \frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right) - 1 \right) \\ &\quad + \frac{k_B T_e^2 A(T_e) \lambda^3 n_e n_n}{hc} \left( 1 - \exp \left( \frac{hc}{\lambda k_B T_e} \right) \right)\end{aligned}$$

$$\nu_i = \left( \frac{d\varepsilon}{dt} \right) \frac{1}{\varepsilon_i}$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{e^2 E_0^2 \nu_m}{2m(\omega^2 + \nu_m^2)} = 6.34 \cdot 10^{13} \frac{\nu_m}{\omega^2 + \nu_m^2} S$$

$$j_\nu(\nu)d\nu = 6.3 \times 10^{-53} \frac{Z^2 n_e n_i}{\sqrt{k_B T_e}} \exp\left(-\frac{h\nu}{k_B T_e}\right) d\nu.$$

