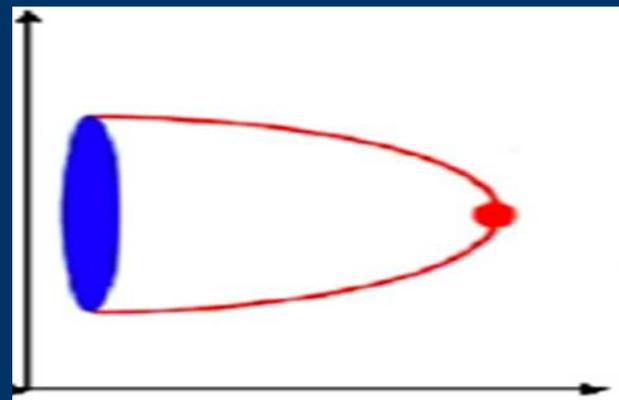
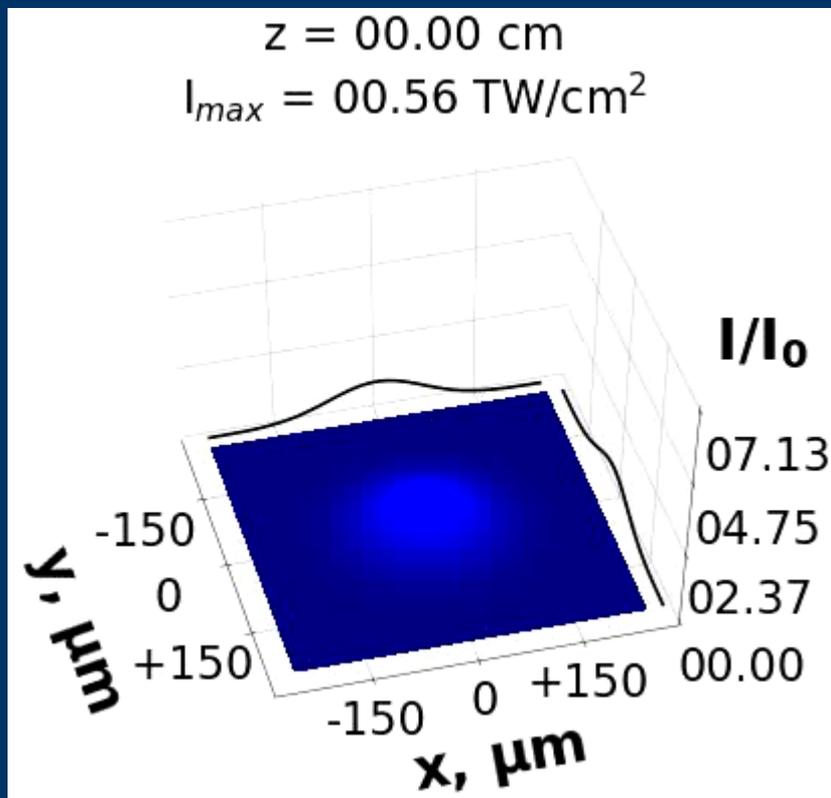




Тема 2

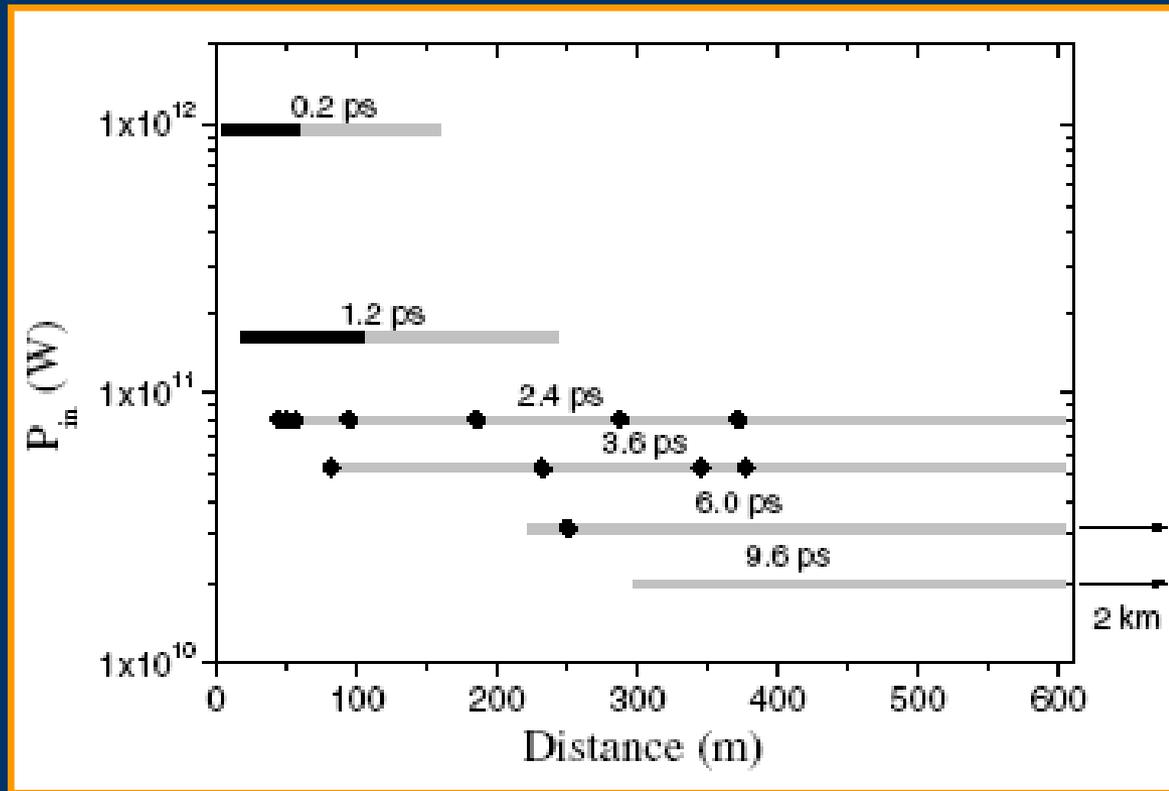
Плазма в филаменте
или что ограничивает
коллапс?

Самофокусировка пучка



Эксперименты на протяженной трассе

Горизонтальное (3 м над дорогой) распространение



G. Mechain, C.D. Amico, Y.-B. Andre, et al. Opt. Comm., 247, 181 (2005).

Нелинейность высшего порядка

$$\Delta n_{Kerr} = n_2 I + n_4 I^2 + n_6 I^3 + n_8 I^4 + \dots$$

$$n_2 > 0 \quad n_4 < 0$$

TABLE I. Coefficients of the nonlinear refractive index expansion of N₂ and O₂ at 1 bar pressure, and interpolation to air, as used in the present work [17].

Species	$n_2(10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W})$	$n_4(10^{-33} \text{ cm}^4/\text{W}^2)$	$n_6(10^{-46} \text{ cm}^6/\text{W}^3)$	$n_8(10^{-59} \text{ cm}^8/\text{W}^4)$
N ₂	1.1 ± 0.2	-0.5 ± 0.27	1.4 ± 0.15	-0.44 ± 0.04
O ₂	1.6 ± 0.35	-5.2 ± 0.5	4.8 ± 0.5	-2.1 ± 0.14
Air	1.2 ± 0.23	-1.5 ± 0.3	2.1 ± 0.2	-0.8 ± 0.06

Влияние высших порядков кубической нелинейности

Импульс: 800 нм, 50 фс, 6,6 мДж,
диаметр пучка 3,5 мм

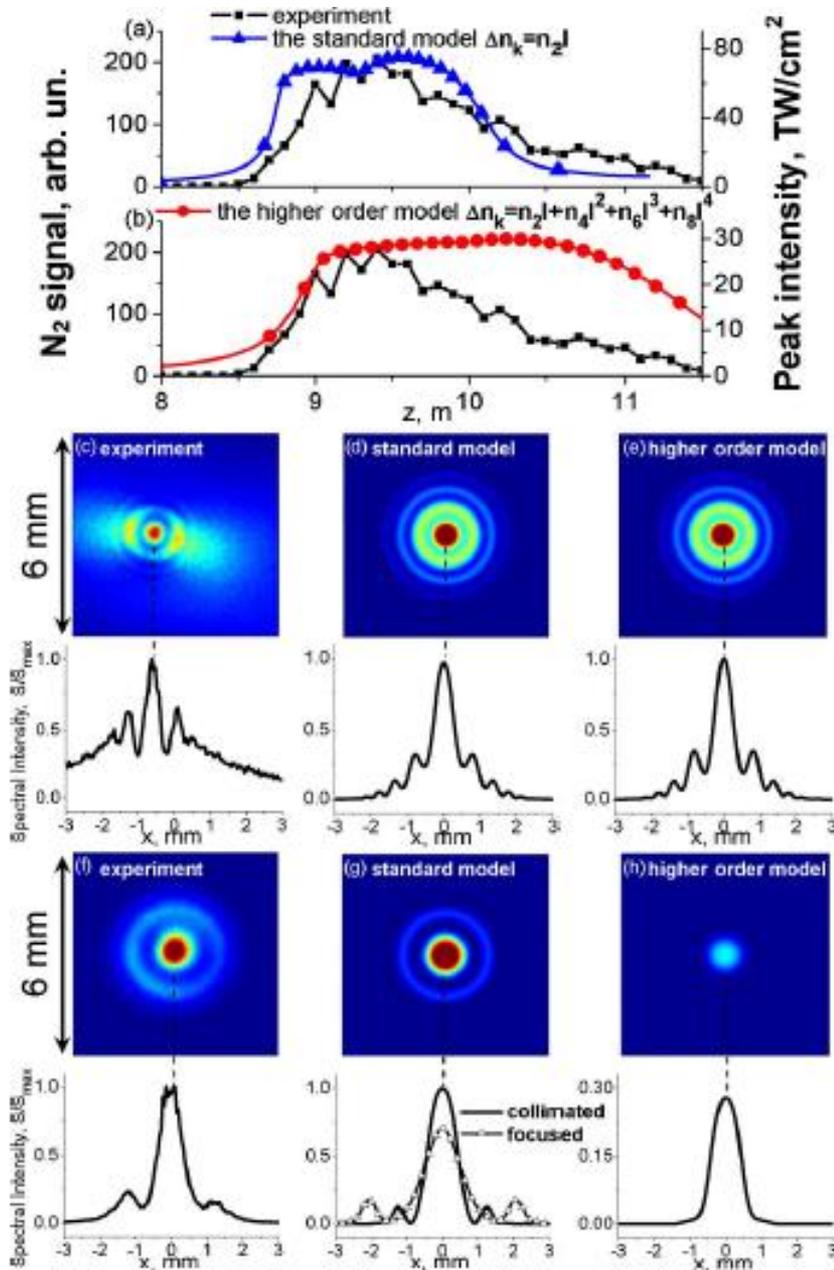
- Измеренный сигнал флуоресценции азота
- ▲ Стандартная модель
- Высшие порядки нелинейности

Радиальное распределение
интенсивности компонент спектра:

Спектральные компоненты
на длине волны 800 нм в полосе 10 нм

Спектральные компоненты
на длине волны 700 нм в полосе 10 нм

Слева – эксперимент,
в центре – стандартная модель, $N_e=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$
Справа – модель высших порядков
 $N_e=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$



Нелинейность лазерной плазмы

$$\Delta n = \Delta n_{Kr} + \Delta n_p$$

Для определения приращения показателя преломления, создаваемого лазерной плазмой, рассмотрим движение свободного электрона в поле световой волны

$$E_0 e^{i\omega_0 t}$$

Эквивалентная сила трения

Столкновения свободных электронов со средним временем τ будем описывать эквивалентной силой трения

$$m\dot{v} = -\alpha v$$

$$v = v_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$m \left(-\frac{1}{\tau} \right) v_0 e^{-\frac{t}{\tau}} = -\alpha v_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

$$\alpha = \frac{m}{\tau}$$

Уравнение движения свободного электрона

$$m_e \frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{m_e}{\tau} \frac{du}{dt} = eE_0 e^{i\omega_0 t}$$

Решение в виде:

$$u(t) = U_0 e^{i\omega_0 t}$$

Дипольный момент
электрона:

$$p = eu(t)$$

Поляризация и диэлектрическая проницаемость плазмы

Поляризация: $P = \langle N_e p \rangle = \langle N_e e u(t) \rangle$

Индукция $D = \varepsilon_0 \varepsilon' E(t) + P(t) = \varepsilon_0 \varepsilon E(t)$



$$\varepsilon = \varepsilon' + \frac{P(t)}{\varepsilon_0 E(t)}$$

$$\varepsilon' \equiv n_0^2$$

Решение уравнения движения для свободного электрона

$$m_e \frac{d^2 u}{dt^2} + \frac{m_e}{\tau} \frac{du}{dt} = eE_0 e^{i\omega_0 t}$$

$$u(t) = U_0 e^{i\omega_0 t}$$

$$U_0 = \frac{eE_0/m_e}{-\omega_0^2 + i\omega_0/\tau}$$

Отсюда для диэлектрической проницаемости с учетом плазмы:

$$\varepsilon = \varepsilon' + \frac{P(t)}{\varepsilon_0 E(t)}$$

$$P = \langle N_e e u(t) \rangle$$

$$\varepsilon = \varepsilon' + \frac{N_e e U_0 e^{i\omega_0 t}}{\varepsilon_0 E_0 e^{i\omega_0 t}}$$

$$\varepsilon = \varepsilon' + \frac{e^2 N_e / m_e \varepsilon_0}{-\omega_0^2 + i\omega_0/\tau}$$

Изменение показателя преломления в плазме

$$\varepsilon = \varepsilon' + \frac{e^2 N_e / m_e \varepsilon_0}{-\omega_0^2 + i \omega_0 / \tau}$$

Плазменная частота:

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 N_e}{m_e \varepsilon_0}$$

$$\varepsilon = n^2 = \varepsilon' - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - i \omega_0 \nu}$$

$$\begin{aligned} n^2 &= (n_0 + \Delta n_p)^2 \approx \\ &\approx n_0^2 + 2n_0 \Delta n_p \end{aligned}$$



$$\Delta n_p = - \frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega_0^2 - i \omega_0 \nu)}$$

Действительная и мнимая части показателя преломления

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega_0^2 - i\omega_0\nu)}$$

Умножим
на к.с. знаменатель

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega_0^4 + \omega_0^2\nu^2)}(\omega_0^2 + i\omega_0\nu)$$

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega_0^2 + \nu^2)}\left(1 + i\frac{\nu}{\omega_0}\right)$$

Im Δn_p – обратное
тормозное поглощение

Предельные случаи

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0(\omega_0^2 + \nu^2)} \left(1 + i \frac{\nu}{\omega_0} \right)$$

1) $\omega_0 \ll \nu$

Н.ч предел, $Re \Delta n_p \ll Im \Delta n_p$

2) $\omega_0 \gg \nu$

В.ч. предел, $Im \Delta n_p = 0$

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0\omega_0^2}$$

В воздухе и др. газах

Кинетическое уравнение для концентрации электронов

$$\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2n_0\omega_0^2}$$

$$\omega_p^2 = \frac{e^2 N_e}{m_e \epsilon_0}$$

$$N_e(x, y, z, t)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = R(|E|^2)(N_0 - N_e) + \nu_i N_e - \beta_L N_e^L$$

Лавинная ионизация

Рекомбинация

Скорость фотоионизации

$$\nu_i = \frac{1}{W} \frac{e^2 E^2}{2m_e (\omega_0^2 + \nu^2)} \nu$$

$L = 2$ в воздухе

$L = 1$ в кварце

Частота неупругих столкновений

Параметр Келдыша

Характер фотоионизации определяется параметром Келдыша
(параметр адиабатичности)

$$\gamma = \frac{\omega_0 \sqrt{2m_e W}}{eE}$$

W - Потенциал ионизации,
ширина запрещенной зоны

В слабом поле высокой частоты $\gamma \gg 1$ – многофотонная ионизация

$$R(I) = \sigma_K I^K, \quad K = \left\langle \frac{W}{\hbar\omega_0} + 1 \right\rangle$$



В сильном низкочастотном поле $\gamma \ll 1$ – туннельная ионизация

Многофотонная ионизация в воздухе и кварце

Состав воздуха	Потенциал ионизации	Порядок многофотонности
$N_2 - 78\%$	$W_{N_2} - 15,576 \text{ эВ}$	$K_{N_2} = 11$
$O_2 - 21\%$	$W_{O_2} - 12,069 \text{ эВ}$	$K_{O_2} = 8$
Другие – 1%		

$$\hbar\omega_0 \Big|_{\lambda=0.8 \text{ мкм}} = \frac{hc}{\lambda} \approx 1.55 \text{ эВ}$$

Сечения МФИ:

$$\sigma_{O_2} - 3.7 \cdot 10^{-96} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{16}/\text{Вт}^8$$

$$\sigma_{N_2} - 6.0 \cdot 10^{-140} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{22}/\text{Вт}^{11}$$

$$R(I) = \sigma_K I^K$$

В плавном кварце:

$$W=7,6 \text{ эВ}, K=5, \sigma_{K=5} = 1,3 \cdot 10^{-55} \text{ с}^{-1} \text{ см}^{10}/\text{Вт}^5$$

Оценка параметра адиабатичности γ для интенсивности в филаменте

$$\gamma = \frac{\omega_0 \sqrt{2m_e W}}{eE}$$

$$I = \frac{cn_0\varepsilon_0}{2} |E^2|$$

Для интенсивности
 $5 \cdot 10^{13} \text{ Вт/см}^2$

$$\gamma \sim 1$$

Модель ППТ

Модель фотоионизации Переломова-Попова-Терентьева (ППТ) с эффективным зарядом молекулярного иона в водородоподобной модели

Переломов А.М., Попов В.С., Терентьев М.В. “Ионизация атомов в переменном электрическом поле”, *ЖЭТФ*, **50** (5), 1393 (1966).

$$R(I) = \frac{W}{\hbar} |C_{nl}|^2 f_{lm} \sqrt{\frac{6}{\pi}} (2\xi)^{2n^* - 3/2} (1 + \gamma^2)^{3/4} A_m(\gamma) \exp\left\{-\frac{2}{3}\xi \cdot g(\gamma)\right\}$$

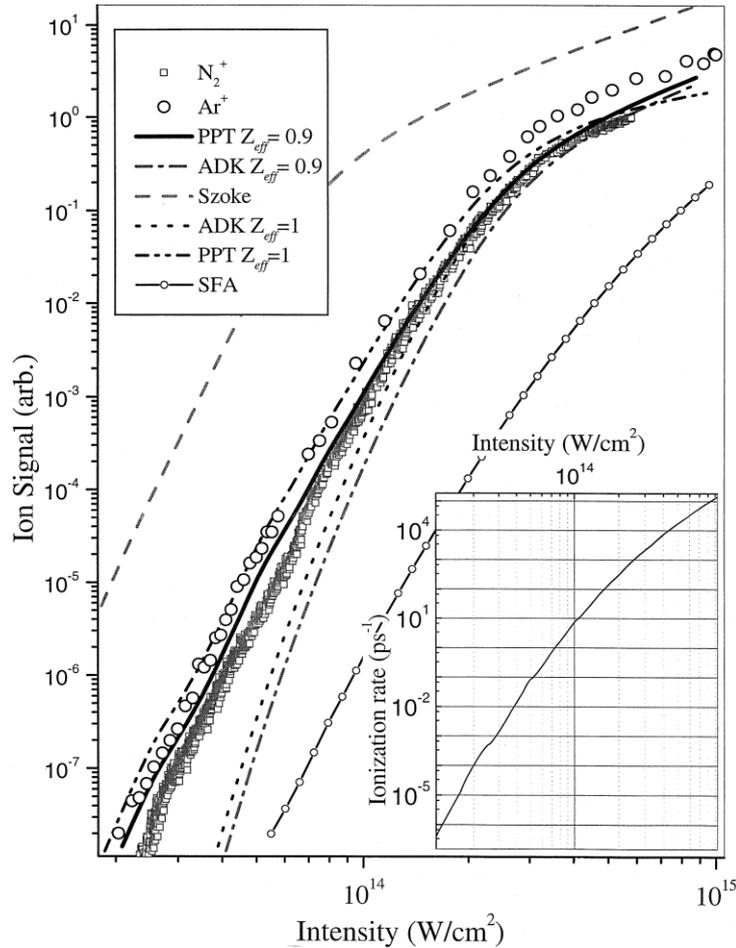
$$n^* = Z_{eff} (W_H / W)^{1/2}$$

$$\xi = E_a / E$$

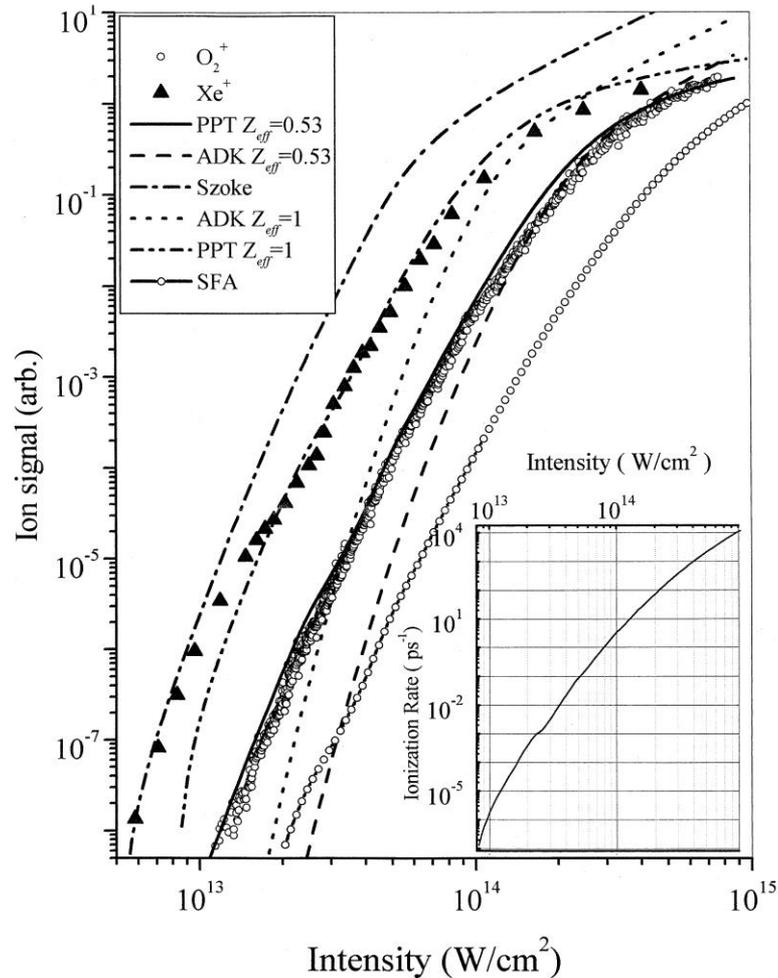
Talebpour A., Yang J., Chin S.L. “Semi-empirical model for the rate of tunnel ionization of N₂ and O₂ molecule in an intense Ti:sapphire laser pulse”, *Opt. Commun.*, **163**, 29 (1999).

Выход ионов азота (а) и кислорода (б) при воздействии на длине волны 800 нм

Эксперимент и расчет по моделям ППТ, АДК, Szoke
На вставках скорость ионизации, рассчитанная по теории ППТ

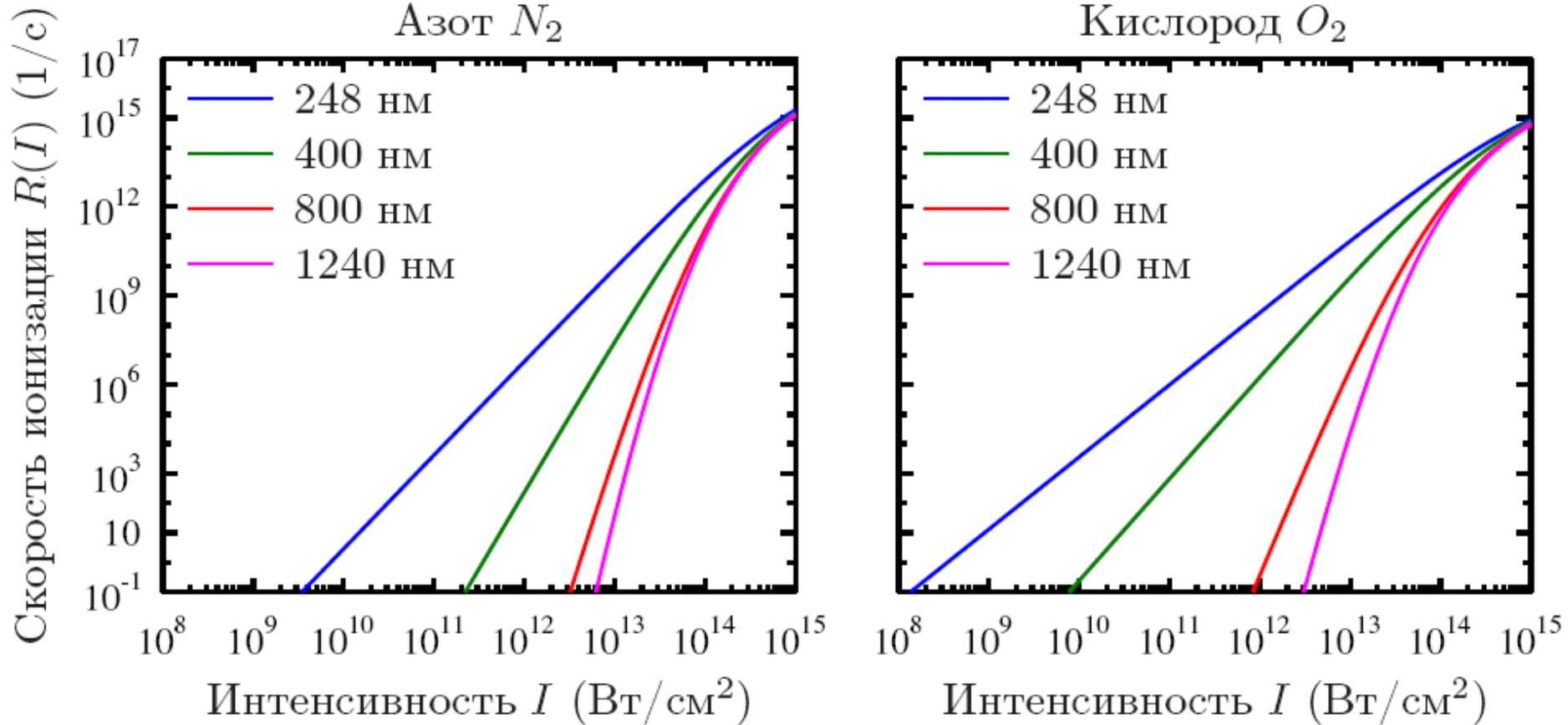


Для азота эффективный заряд $Z_{ef}=0,9$



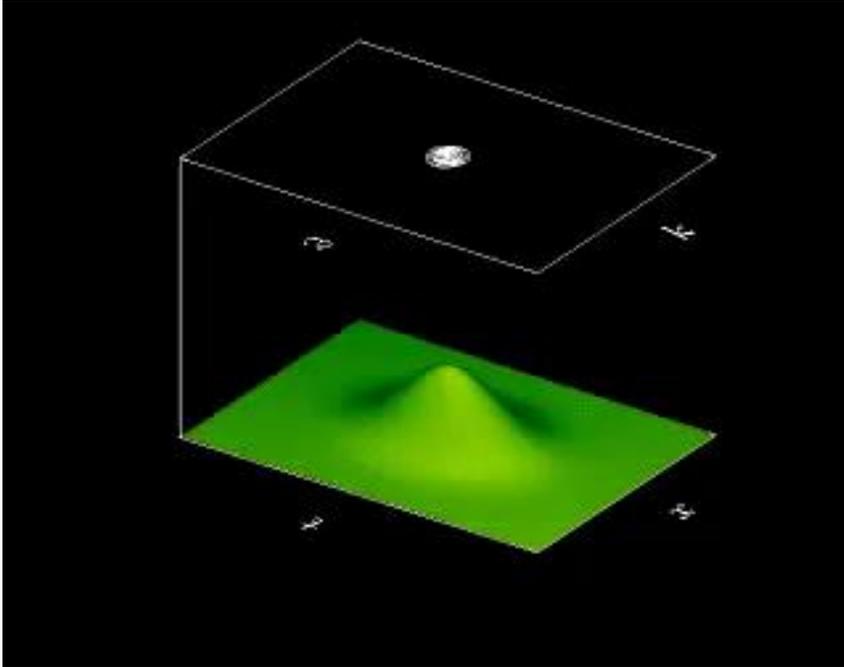
Для кислорода эффективный заряд $Z_{ef}=0,53$

Скорость ионизации азота и кислорода в зависимости от интенсивности излучения для ряда длин волн. ППТ модель



$\lesssim 10^{11}$ Вт/см² — интенсивность в начальном импульсе
 $\sim 10^{14}$ Вт/см² — интенсивность в филаменте

Ограничение самофокусировки за счет дисперсии



Центральный слой импульс с пиковой мощностью самофокусируется на меньшем расстоянии, чем другие слои импульса. Это приводит к обострению фронтов импульса и сильному влиянию дисперсии групповой скорости. Дисперсия разбивает импульс на два субимпульса с меньшей интенсивностью и мощностью ниже порога самофокусировки. Суб-импульсы дифрагируют в квазилинейном режиме.

<http://www.acms.arizona.edu/movies/SelfFocus/dirindex.html>

Литература по теме

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1992, 536 с.
2. Делоне Н.Б. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением // СОЖ, т. 7, №11, с. 94 (2011).