Объединенный Институт Высоких Температур РАН

Функция распределения и кинетические процессы в сильнонеидеальной ультрахолодной плазме

Д.Р. Хихлуха

А.А. Бобров, Б.Б. Зеленер, Б.В. Зеленер, Э.А.Маныкин,

Москва 2010

Модель ультрахолодной плазмы

- Двухкомпонентная водородоподобная плазма

$$T_e^0 = 1 - 50\ K \qquad n_e^0 = 10^8 - 10^{12}\ см^{-3}$$

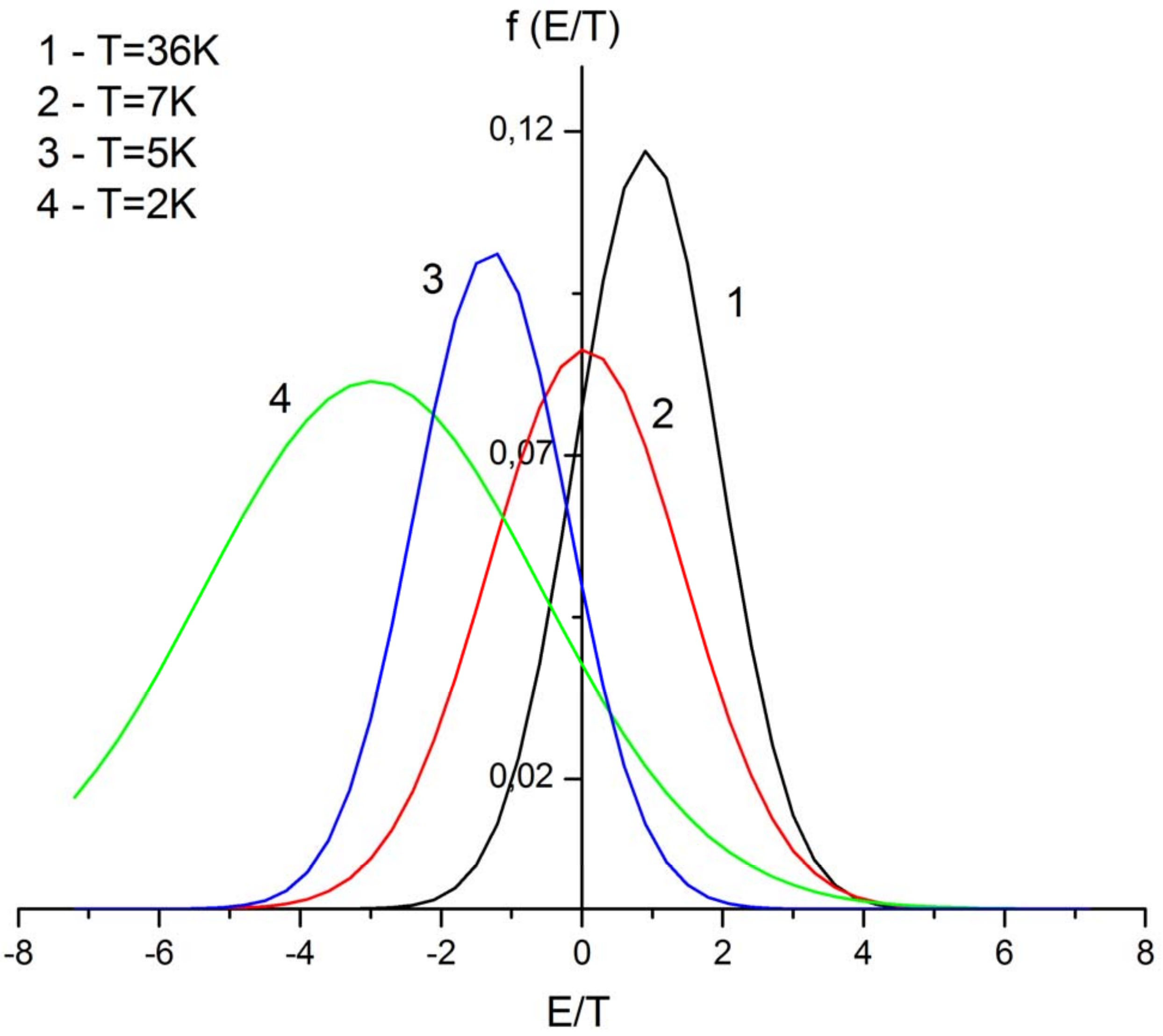
- Рекомбинация по Томпсону

- Уровни с энергией порядка температуры имеют большое главное квантовое число

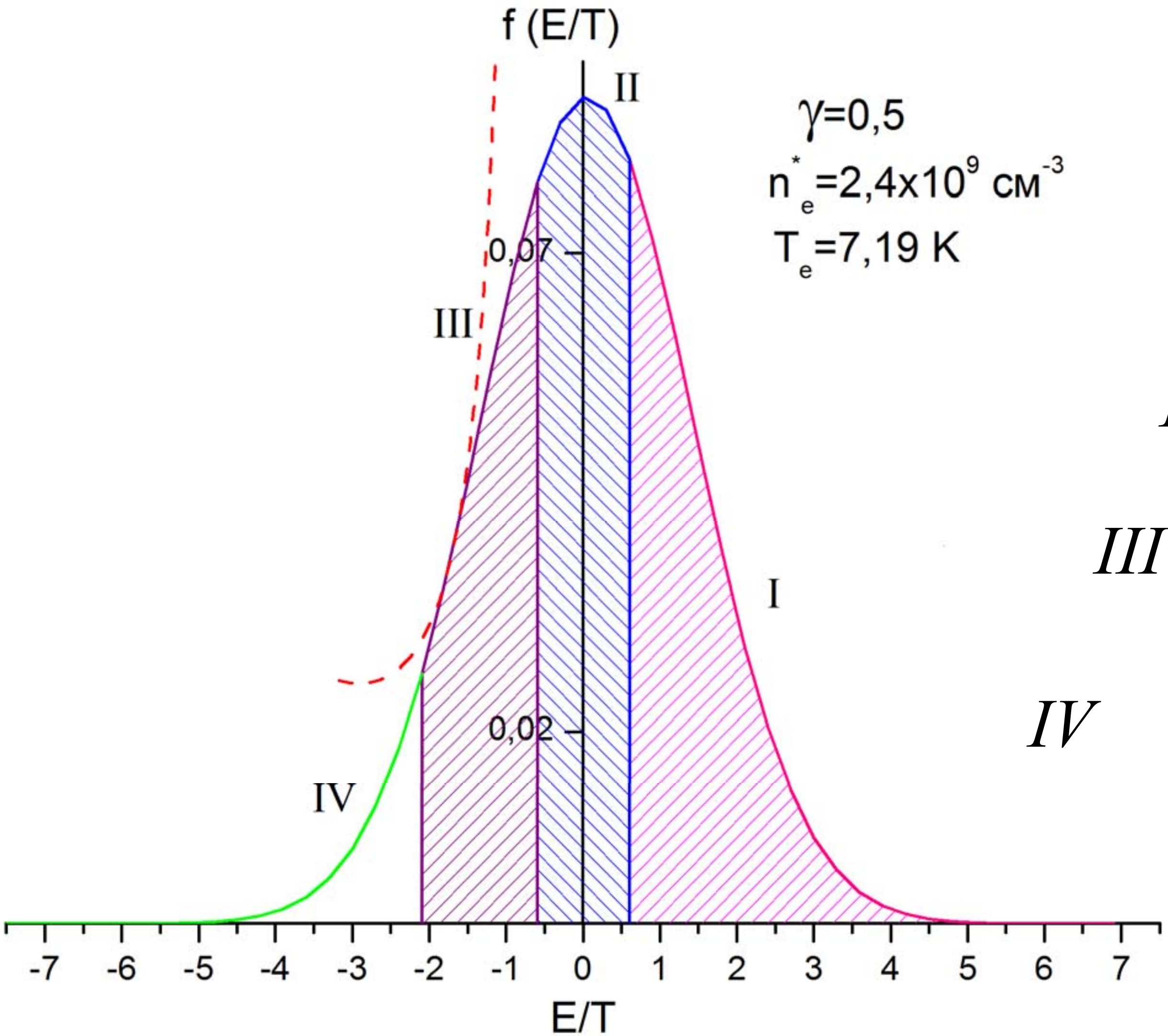
$$k \sim 100 - 150$$

- Потенциал по модели «с полочкой»

Функция распределения



Зоны функции распределения



$$I \qquad \gamma_e \le E/T \le \infty$$

$$II \qquad -\gamma_e \le E/T \le \gamma_e$$

$$III \qquad \frac{-E_{bn}}{T} \le E/T \le -\gamma_e$$

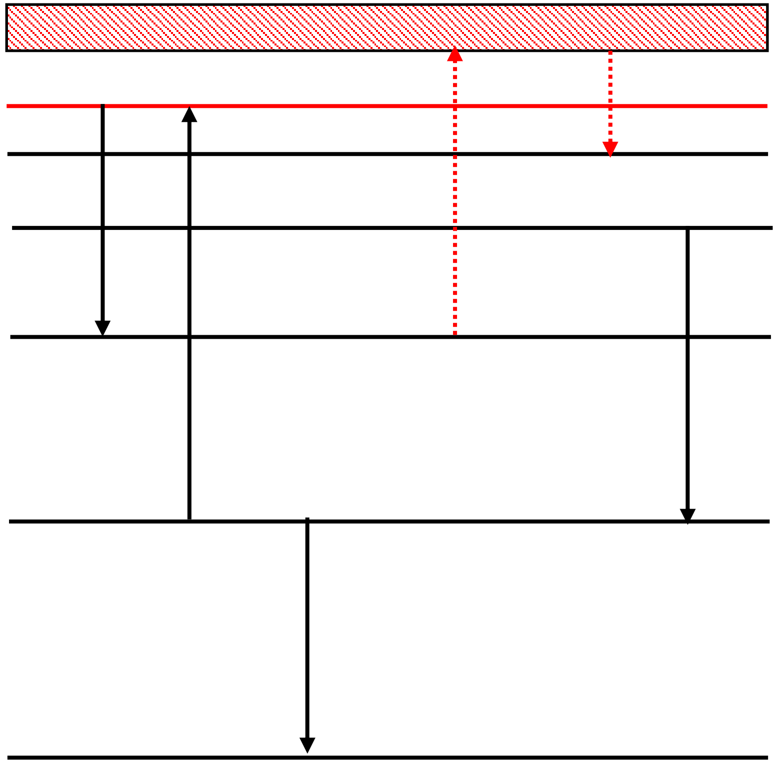
$$IV \qquad -E_0/T \le E/T \le \frac{-E_{bn}}{T}$$

Метод кинетических уравнений баланса

$$\frac{dn_k}{dt} = \sum_{k \neq m} \left(n_m \omega_{mk} - n_k \omega_{km} + n_k \omega_{ke} - n_e n^+ \omega_{ek} \right)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = \sum_{k} \left(n_k \omega_{ke} - n_e n^+ \omega_{ek} \right)$$

$$\frac{dT_e}{dt} = Q_{el} + Q_{in}$$



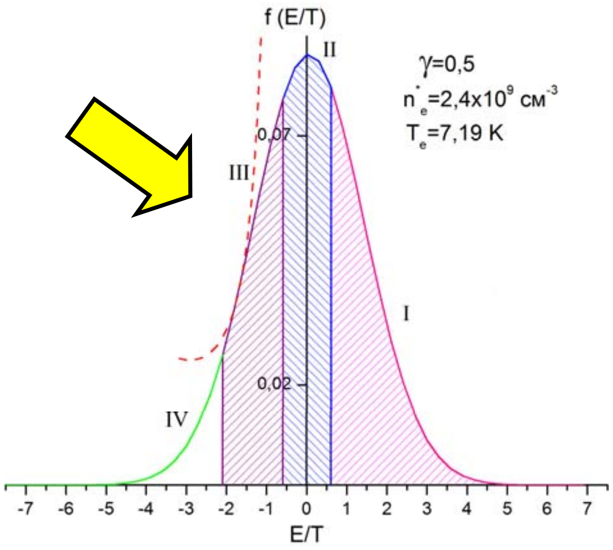
Вероятности перехода

$$\omega_{mk} = 2.85 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{T^{1/6}} \frac{k^{4.66}}{m^3} \exp\left[-|\Delta\varepsilon_{km}| \right]$$

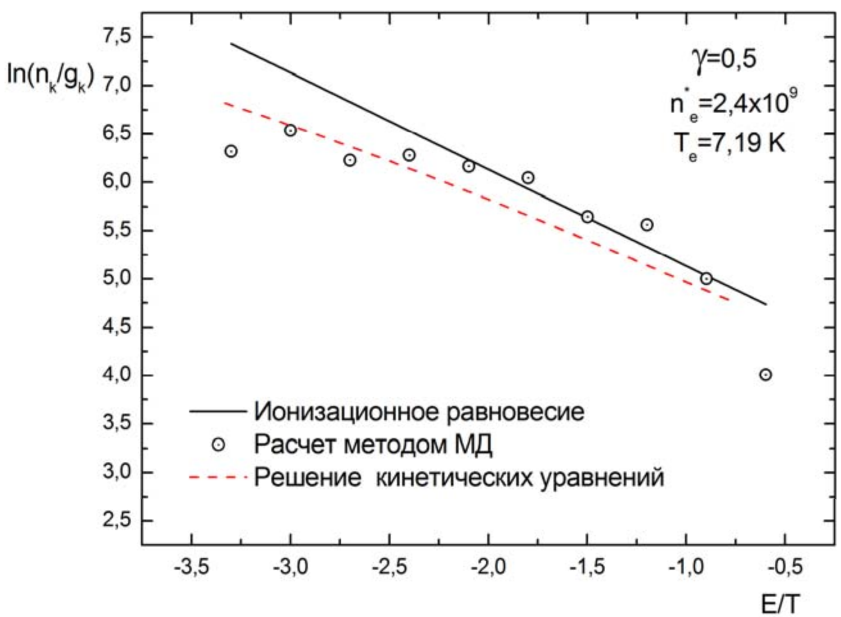
$$\omega_{mk} = 2.85 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{T^{1/6}} \frac{k^{6.66}}{m^5}$$

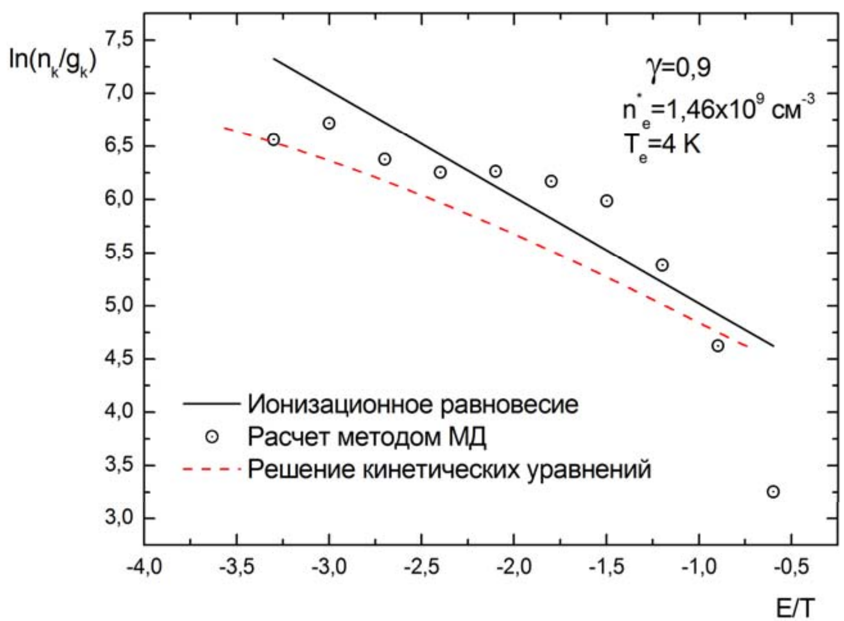
$$\omega_{ke} = 9.56 \cdot 10^{-6} \frac{n_e}{T^{1.5}} \varepsilon^{2.33} \exp\left[-\varepsilon \right]$$

Согласованность двух методов

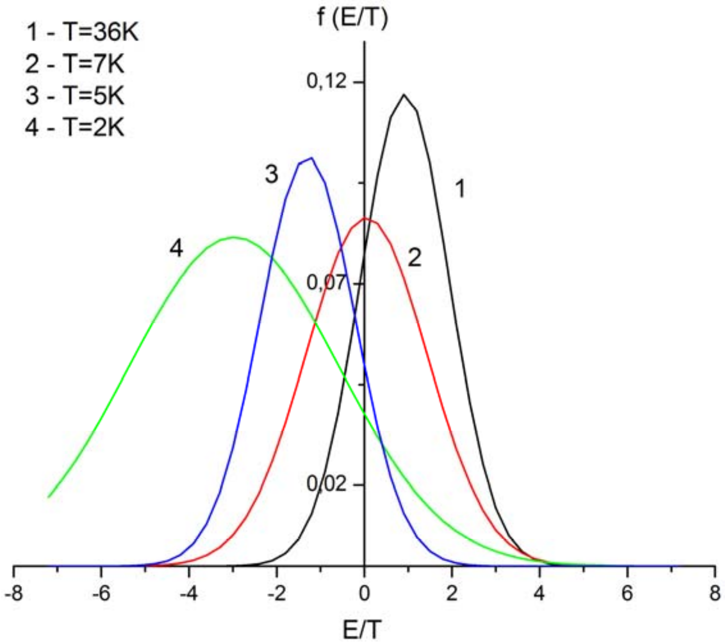


$$\tilde{n}_e = \left[\frac{n_k \left(E_k / T_e \right)}{\Lambda_e^3 k^2} \exp\left(\frac{E_k}{T_e} \right) \right]^{0.5}$$





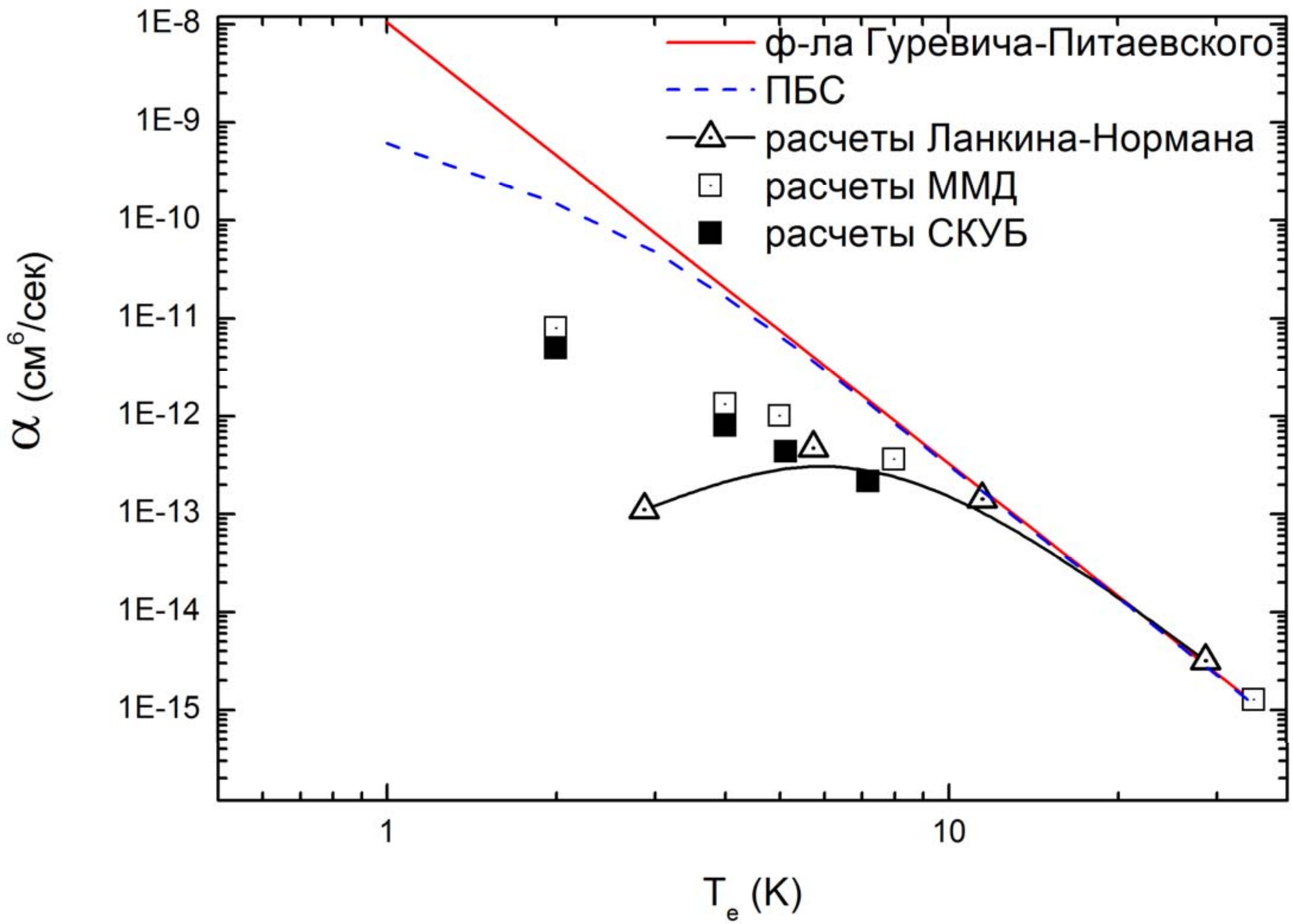
Эффективное число свободных электронов



$$\tilde{n}_e^* = \int_p^\infty f\left(E/T\right) d\left(E/T\right)$$

γ_e	T_e, K	n^*_e, 10^9 см$^{-3}$	$\tilde{n}^*_e$, 10^9 см$^{-3}$		$p^{\sim}$
			$p=0$	$p=-\gamma_e$	
0.5	7.2	2.40	1.54	1.96	1.13
0.7	5.1	1.90	0.82	1.32	1.44
0.9	4.0	1.46	0.28	0.84	1.47

Коэффициент рекомбинации



1 Л.М. Биберман, В.С. Воробьев, И.Т. Якубов, ДАН 296, 577 (1987)

2 A.V. Lankin, G.E. Norman, J.Phys. A 42, 214032 (2009)

Заключение

- Использование метода молекулярной динамики совместно с методом кинетических уравнений баланса позволило определить функцию распределения в широкой области энергий

- Анализ процесса рекомбинации показал, что при $\gamma_e \sim 1$ рекомбинация существенно замедляется.

- Установлена взаимная согласованность обоих методов в области энергий, где можно пренебречь многочастичными столкновениями.

<u>Спасибо за внимание</u>

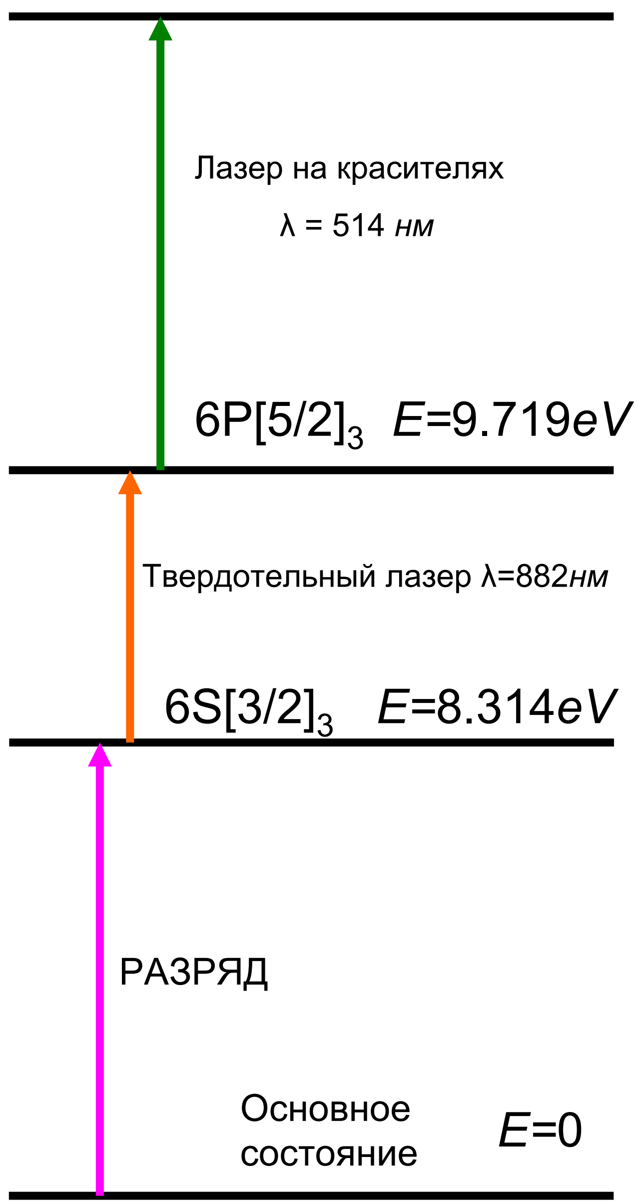
Экспериментальные работы

Xe

Killian T C, Lim M , Kulin S, Rolston S

Phys. Rev. Lett., vol. 86, p. 3759 (2001)

- Атомная масса A=131.3 *а.е.м.*
- Потенциал ионизации I=12.128 *eV*
- Число атомов $N_a=2\cdot10^6$
- Концентрация атомов $n_a=2\cdot10^{10}$ *см*$^{-3}$
- Температура атомов $T_a=10^{-5}$ *K*
- Концентрация электронов $n_e=n_i=2\cdot10^9$ *см*$^{-3}$
- Температура электронов T_e=0.1 *K* – 1 *K*
- Температура ионов $T_i=10^{-5}$ *K* - $4\cdot10^{-3}$ *K*



Низкотемпературное приближение

- При малых энергиях налетающего электрона сечение возбуждения может быть записано

$$\sigma_{i,f} = Const \cdot (E - E_{if})^{\frac{1}{2}}$$

- Применяя уравнение детального баланса получаем, что сечение перехода обратно пропорционально скорости налетающего электрона, а константа скорости процесса не зависит от энергии

$$\sigma_{i,f} \sim \frac{1}{v_e} \Longrightarrow K_{i,f} \sim v_e \sigma_{i,f} \Longrightarrow \langle K_{i,f} \rangle \neq F(E_e)$$

- Таким образом для константы скорости запишем

$$K_{f,i} = \left\langle \sqrt{\frac{2E}{m}} \sigma_{f,i} \right\rangle = \frac{g_f}{g_i} \sqrt{\frac{2}{m}} E_{fi} \left. \frac{d\sigma_{fi}}{d\sqrt{E}} \right|_{E \to E_{fi}} \qquad E < 2E_{if}$$