

# О релаксации электронного пучка на установке ГОЛ-3

*Тимофеев Игорь Валериевич*

Научный руководитель  
к. ф.-м. н. *Лотов*  
*Константин Владимирович*

## Традиционный подход:

- кинетический режим неустойчивости

$$k_{\parallel} \Delta v_{\parallel} \gg \Gamma = \frac{\omega_{pe} n_b}{\gamma \Delta \theta^2 n}$$

- стабилизация из-за нелинейных процессов (распады, рассеяния на частицах и на флуктуациях плотности)

$$\Gamma = \gamma_N(W_N, W_R)$$

- мощность энерговыделения  $P = \Gamma W_R$  определяется тем, как устроена турбулентность

## Проблемы:

- Очень сложная задача (уравнение диффузии для  $f$  и нелинейные интегральные уравнения для определения спектра турбулентности)
- В численных экспериментах наблюдают возбуждение малого количества мод с большими амплитудами, для которых существенны эффекты захвата частиц

## Эффекты захвата:

- Волна — потенциальная яма с глубиной  $e\varphi$ . Частицы, имеющие в системе отсчета волны малые скорости  $\Delta v' < \sqrt{e\varphi/m}$ , захвачены

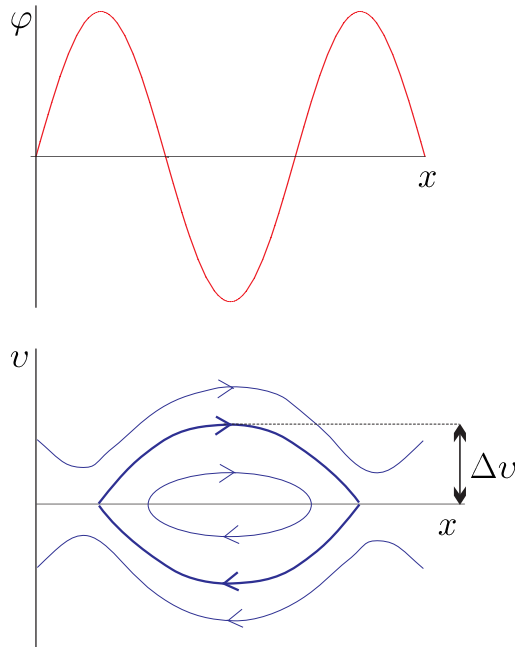


Рис. 1: Захваченные частицы

- Эффекты захвата проявляются, когда за время нарастания волны частица успевает совершить колебание на дне ямы  $\Gamma < k\Delta v$
- Влияние этого эффекта: возникает ограничение на мощность, теряемую пучком. Максимальная мощность есть энергия, потерянная частицами при размещивании внутри сепаратрисы за время одного колебания  $\tau \sim 1/k\Delta v$

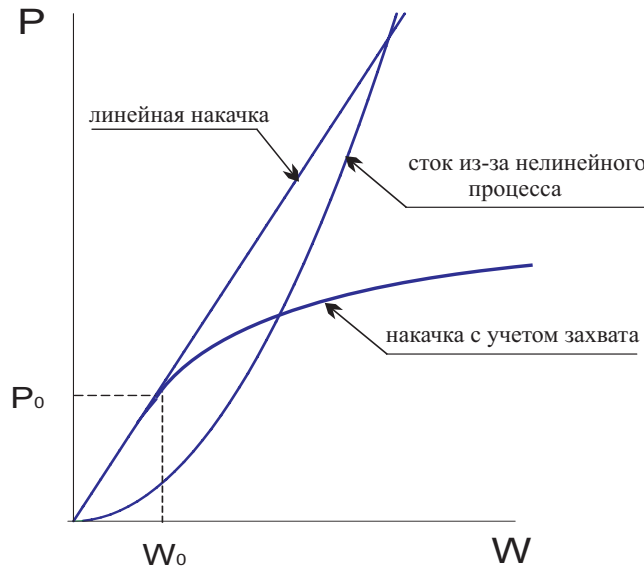


Рис. 2: Мощность энерговыведения

### Возможные упрощения модели релаксации:

- Одномерность
- Стабилизация неустойчивости происходит в точке  $(P_0, W_0)$ . Это позволяет, не заботясь о том, как устроена турбулентность, выразить энергию колебаний через функцию распределения и свести теорию к одному уравнению на  $f$ .

## Одномодовый режим

Если пучок имеет узкий спектр  $\Delta v_b < \Delta v$ , то все частицы пучка находятся в резонансе с одной волной. На масштабе  $\Delta v$  детали функции распределения несутельственны.

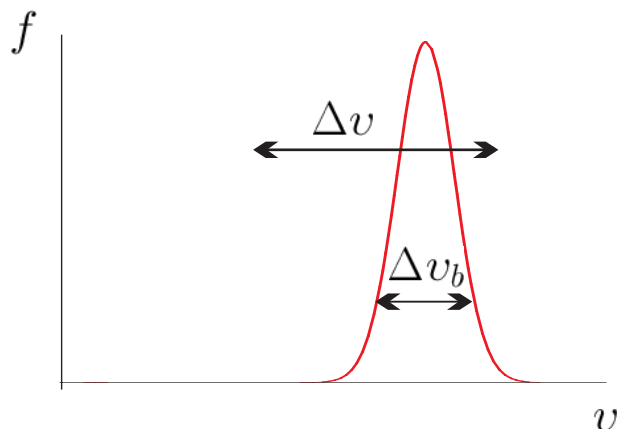


Рис. 3: Одномодовый режим

Как найти  $W_0$ :

- из условия  $\Gamma \sim k\Delta v$ , где  $\Gamma$  — гидродинамический инкремент

$$\Gamma \simeq \frac{\omega_{pe}}{\gamma} \left(\frac{n_b}{n}\right)^{1/3} \quad \frac{\Delta v}{v} = \frac{\alpha}{\gamma} \left(\frac{n_b}{n}\right)^{1/3} \quad \Delta v \sim \frac{1}{\gamma^{3/2}} \sqrt{\frac{eE}{mk}}$$

- из равенства энергии волны  $W_0 = E^2/4\pi$  и потерь энергии частицами пучка  $\Delta\varepsilon = \gamma^3 n_b m v \Delta v$  при замедлении на  $\Delta v$

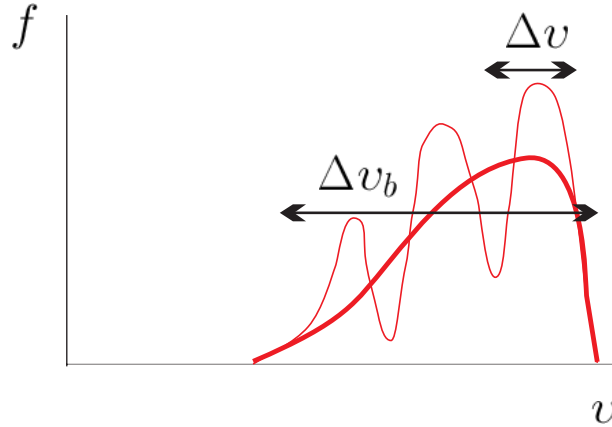
$$W_0 = \alpha (\gamma^2 - 1) n_b m c^2 \left(\frac{n_b}{n}\right)^{1/3}$$

Для  $n_b = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma = 3$ :

$$\frac{\Delta v}{v} \sim \frac{1}{50} \quad E \sim 0.3 \text{ МВ/см} \quad l_c \sim c/k\Delta v \sim 1 \text{ см} \quad \frac{\Delta\varepsilon}{n_b} \sim 250 \text{ кэВ}$$

## Многомодовый режим

- Будем описывать широкое распределение  $\Delta v_b > \Delta v$  с помощью сглаженной функции распределения. На масштабе  $\Delta v$  детали  $f$  неизвестны. Интегральная характеристика распределения внутри  $\Delta v$  — число частиц  $\tilde{n}_b = f \Delta v$



- Каждый микропучок возбуждает гидродинамическим образом свою волну со своей областью захвата  $\Delta v$ . Ширина этой области

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{\alpha}{\gamma} \left( \frac{\tilde{n}_b}{n} \right)^{1/3} \quad \frac{\Delta v}{v} = \left( \frac{\alpha}{\gamma} \right)^{3/2} \left( \frac{fv}{n} \right)^{1/2}$$

- Уравнение диффузии:

$$\frac{\partial f'}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial v'} \left( D' \frac{\partial f'}{\partial v'} \right)$$

$f', D', t', v'$  — величины в системе отсчета, движущейся со скоростью  $v = \omega_{pe}/k$

- Установившееся состояние: равномерное распределение по скорости в движущейся системе  $f'_{v'} = const$  или  $f_{\varepsilon} = const/v$

- Коэффициент диффузии:  $D' = \Delta v'^2 / \Delta t' = \gamma^5 k \Delta v^3$

$$\frac{\partial f_{\varepsilon}}{\partial t} = C \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \gamma^6 v^6 f_{\varepsilon}^{3/2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (v f_{\varepsilon}) \right)$$

- По смыслу коэффициента диффузии по энергии можно составить уравнение на средний энергоразброс пучка  $\Delta \varepsilon_b$ :  $f_{\varepsilon} \simeq n_b / \Delta \varepsilon_b$

$$v \frac{d \Delta \varepsilon_b^2}{dz} \simeq D_{\varepsilon} \simeq C \gamma^6 v^7 \frac{n_b^{3/2}}{\Delta \varepsilon_b^{3/2}}$$

$$\Delta \varepsilon_b(z) = \Delta \varepsilon_0 \left( 1 + \frac{z}{l} \right)^{2/7} \quad l = \frac{1}{\alpha^{7/2}} \frac{c}{\omega_{pe}} \frac{\gamma^{7/2}}{(\gamma^2 - 1)^3} \left( \frac{n}{n_b} \right)^{3/2} \left( \frac{\Delta \varepsilon_0}{\varepsilon} \right)^{7/2}$$

- Мощность энерговыделения по длине установки

$$P(z) = -vn_b \frac{d\bar{\varepsilon}}{dz}$$

где  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_0 - \Delta\varepsilon_b(z)/2$  — средняя энергия частиц пучка

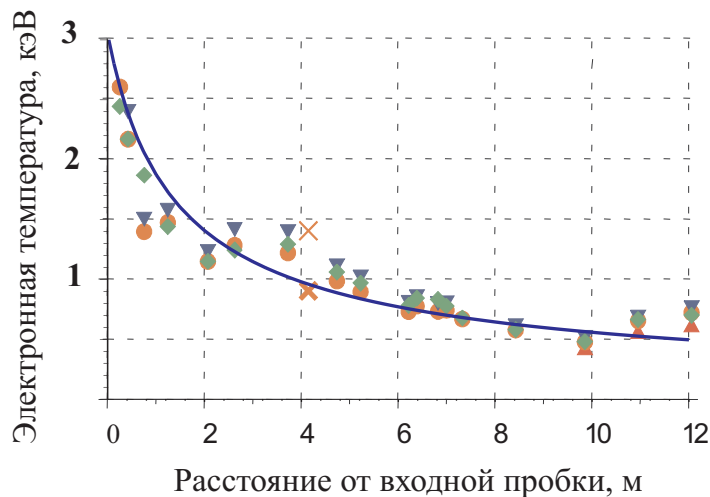
$$P(z) = P_0 \left(1 + \frac{z}{l}\right)^{-5/7} \quad P_0 = \frac{\alpha^{7/2}}{7} \omega_{pe} n_b m c^2 \frac{(\gamma^2 - 1)}{\gamma^{7/2}} \left(\frac{n_b}{n}\right)^{3/2} \left(\frac{2}{\Delta\theta_0^2}\right)^{5/2}$$

### Сравнение с экспериментом

- Зависимость нагрева плазмы от длины  $nT(z)$ . Считаем, что в тепловые электроны идет известная часть ( $\eta \simeq 0.12 \div 0.2$ ) от полных потерь энергии

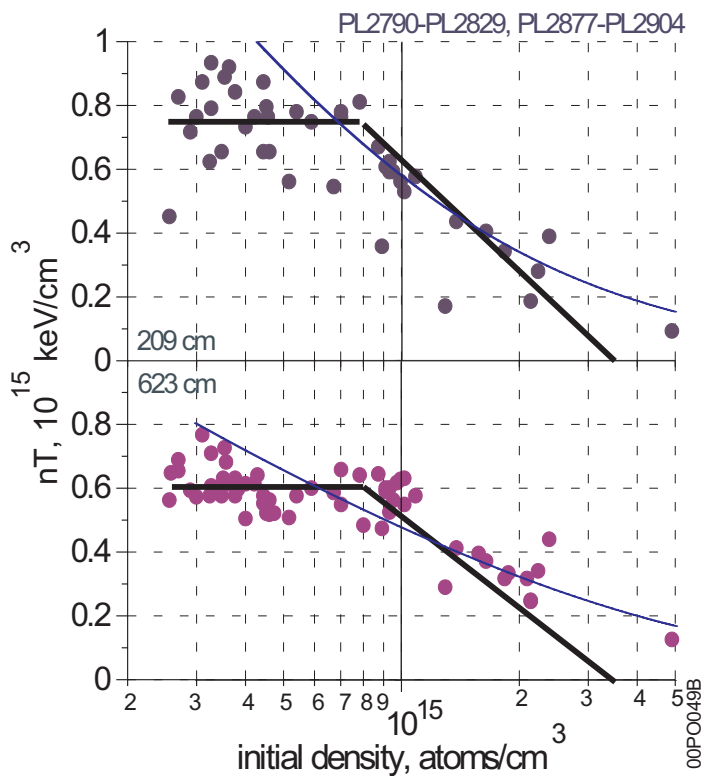
$$\frac{dnT}{dt} = \eta P_0 \left(1 + \frac{z}{l}\right)^{-5/7} \quad nT(z) = \eta P_0 t \left(1 + \frac{z}{l}\right)^{-5/7}$$

Наилучшее согласие достигается при  $\alpha \simeq 0.3$ ,  $\eta = 1/6$

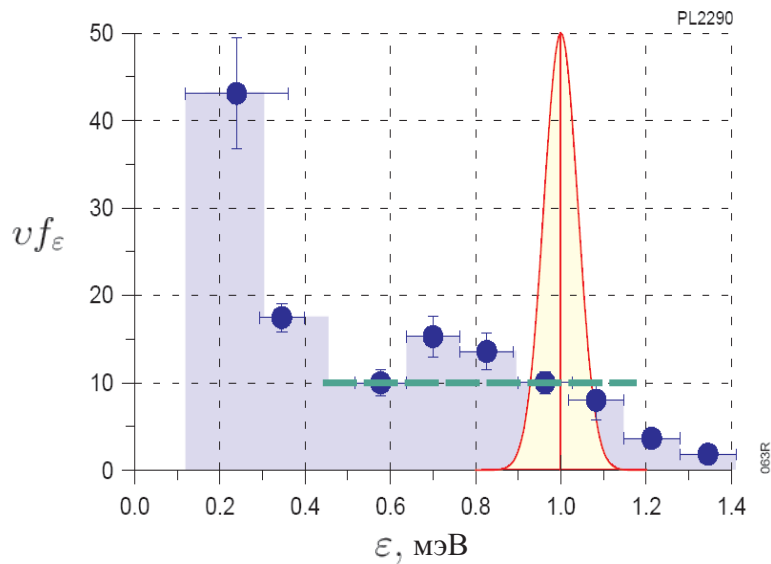


- Зависимость нагрева от плотности плазмы.

При  $z < l$ :  $nT \propto 1/n$ , при  $z > l$ :  $nT \propto 1/n^{2/7}$



- Функция распределения релаксирует до состояния  $vf_\epsilon = const$



## Выводы

- Предложена модель релаксации РЭП в плазме, основанная на предположении о том, что стабилизация пучковой неустойчивости происходит вблизи порога возникновения эффектов захвата
- Предсказания модели относительно зависимости нагрева плазмы от длины и от плотности плазмы качественно согласуются с экспериментальными данными. Кроме того, модель дает сильную зависимость эффективности нагрева от плотности пучка  $nT \propto n_b^{3/2}$ , что согласуется с наблюдаемой в эксперименте неравномерностью нагрева плазмы в гофрированном магнитном поле.