

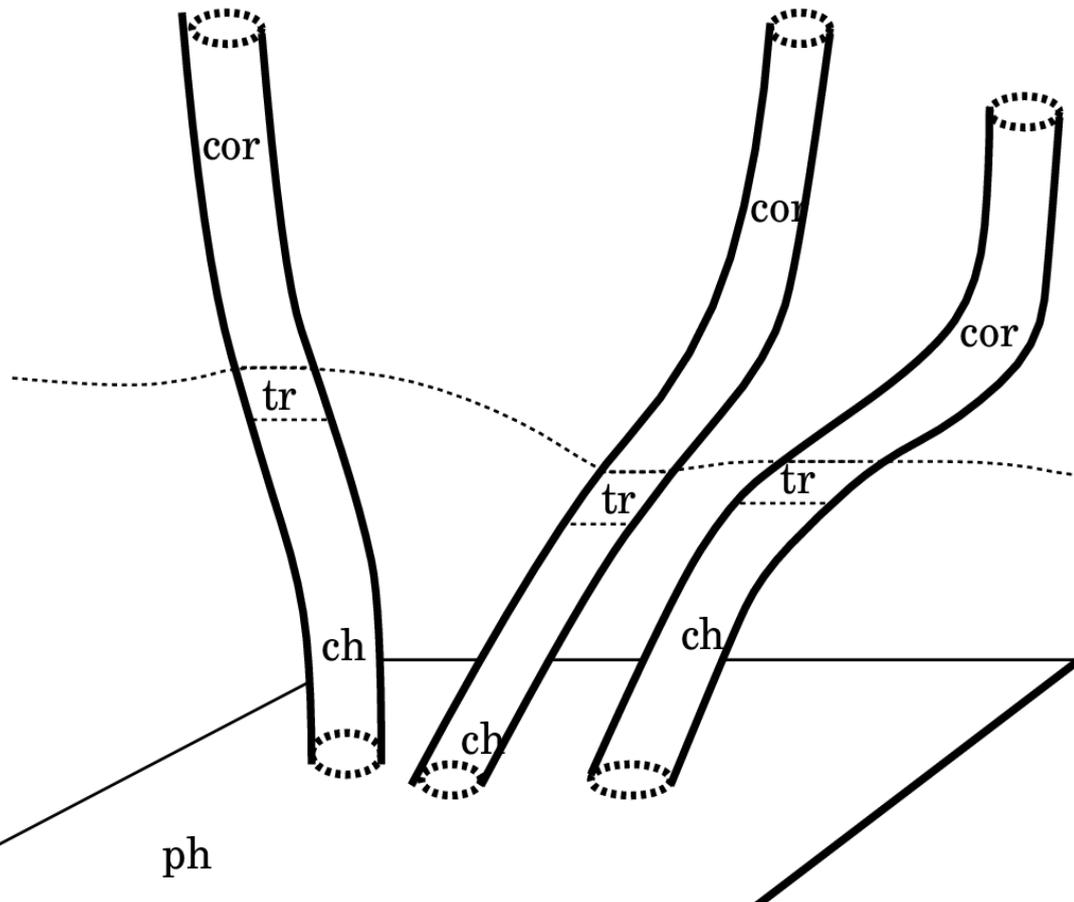
Течения плазмы в переходном слое между короной и хромосферой Солнца

Птицына О.В., Сомов Б.В.

ГАИШ МГУ
10 февраля 2014

Постановка задачи-1

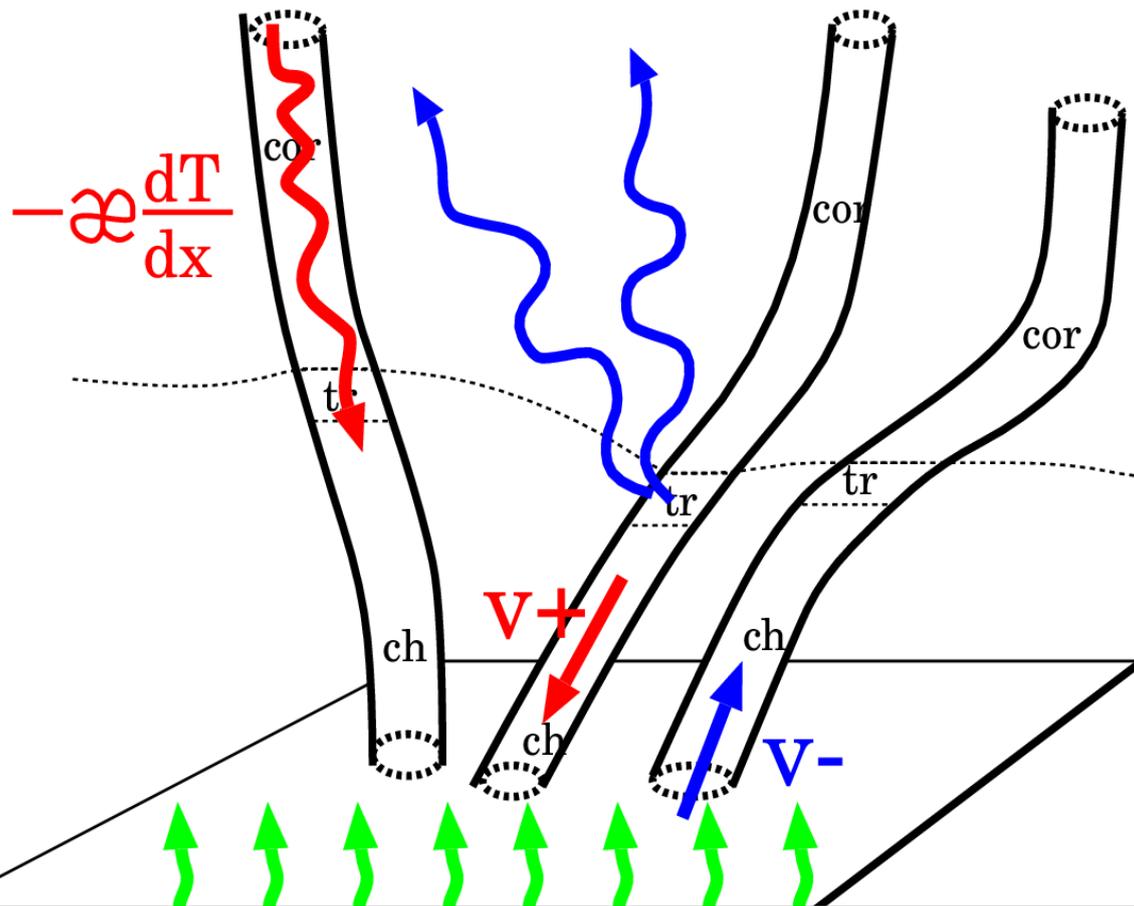
Найти
стационарные
распределения
 n , p , v , T вдоль
магнитной трубки.



Модель

- 1) Классическая теплопроводность (тепло из короны)
- 2) Лучистое охлаждение
- 3) Наличие стационарного потока плазмы в трубке
- 4) Хромосфера нагревается "внешними" источниками

Постановка задачи-1



Найти
стационарные
распределения
 n , p , v , T вдоль
магнитной трубки.

Модель

- 1) Классическая теплопроводность (тепло из короны)
- 2) Лучистое охлаждение
- 3) Наличие стационарного потока плазмы в трубке
- 4) Хромосфера нагревается "внешними" источниками

Постановка задачи-2

$$\left\{ \begin{array}{l} p = nk_B T, \\ \frac{d(m_i n v)}{dx} = 0, \\ m_i n v \frac{dv}{dx} = -2 \frac{dp}{dx}, \\ \frac{d}{dx} \left(-\kappa \frac{dT}{dx} + v \left(m_i n \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} 2p \right) \right) + L(T) n^2 - P_0 = 0. \end{array} \right.$$

Предполагается:

- 1) стационарный случай
- 2) плазма полностью ионизована, **(i, e)**
- 3) плазма находится в состоянии близком к ЛТР, **T(x)**
- 4) вязкостью пренебрегаем ~~π~~

Граничные условия:

$$\left. \begin{array}{l} n \\ T(0) \end{array} \right|_{T=T_0} = n_0, \quad \left. \begin{array}{l} v \\ \frac{dT}{dx} \end{array} \right|_{T=T_0} = v_0, \\ T(0) = T_{up}/2, \quad \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x \rightarrow \infty} = 0.$$

Положим:

$$T_0 = 10^4 \text{ K}, \quad n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3},$$

$$T_{up} = 2 \cdot 10^6 \text{ K}$$

v_0 - будем рассматривать как параметр задачи

Зависимости $n(T)$, $p(T)$, $v(T)$

Из первых трех уравнений системы аналитически получаем:

$$\begin{cases} n = \frac{n_0 T_0}{T} \cdot \frac{1}{2} \cdot (1 + b)(1 \mp A(T)), \\ p = p_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot (1 + b)(1 \mp A(T)), \\ v = v_0 \cdot \frac{1}{2b} \cdot (1 + b)(1 \pm A(T)). \end{cases}$$

Здесь

$$b = \frac{m_i n_0 v_0^2}{2 p_0} = \left(\frac{v_0}{v_s(T_0)} \right)^2,$$

$$A(T) = \sqrt{1 - \frac{4bT}{(1+b)^2 T_0}}.$$

Зависимости $n(T)$, $p(T)$, $v(T)$

Из первых трех уравнений системы аналитически получаем:

$$\begin{cases} n = \frac{n_0 T_0}{T} \cdot \frac{1}{2} \cdot (1 + b)(1 \mp A(T)), \\ p = p_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot (1 + b)(1 \mp A(T)), \\ v = v_0 \cdot \frac{1}{2b} \cdot (1 + b)(1 \pm A(T)). \end{cases}$$

Здесь

$$b = \frac{m_i n_0 v_0^2}{2 p_0} = \left(\frac{v_0}{v_s(T_0)} \right)^2,$$

$$A(T) = \sqrt{1 - \frac{4bT}{(1+b)^2 T_0}}. \rightarrow$$

$$T \in (0, T_{cr}], \quad T_{cr} = \frac{(1+b)^2}{4b}$$

Зависимости $n(T)$, $p(T)$, $v(T)$

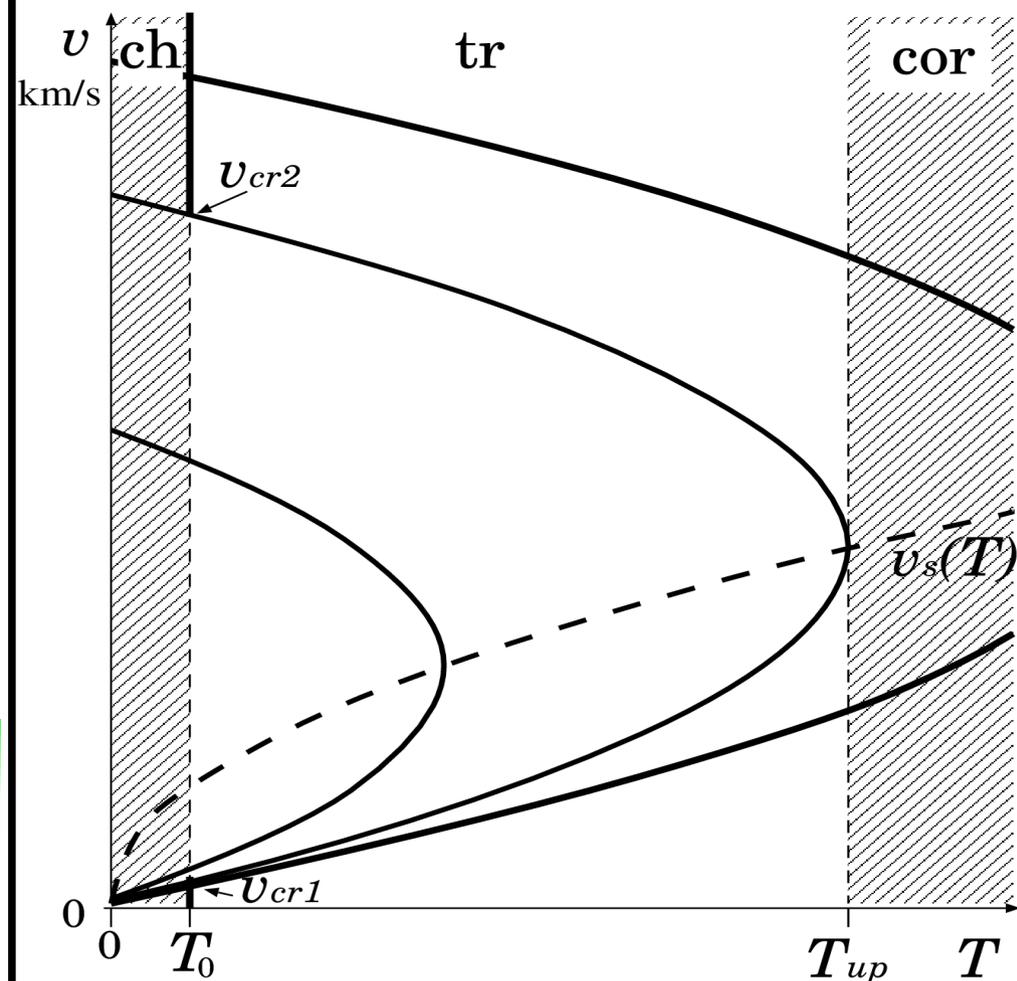
Из первых трех уравнений системы аналитически получаем:

$$\begin{cases} n = \frac{n_0 T_0}{T} \cdot \frac{1}{2} \cdot (1 + b)(1 \mp A(T)), \\ p = p_0 \cdot \frac{1}{2} \cdot (1 + b)(1 \mp A(T)), \\ v = v_0 \cdot \frac{1}{2b} \cdot (1 + b)(1 \pm A(T)). \end{cases}$$

Здесь

$$b = \frac{m_i n_0 v_0^2}{2 p_0} = \left(\frac{v_0}{v_s(T_0)} \right)^2,$$

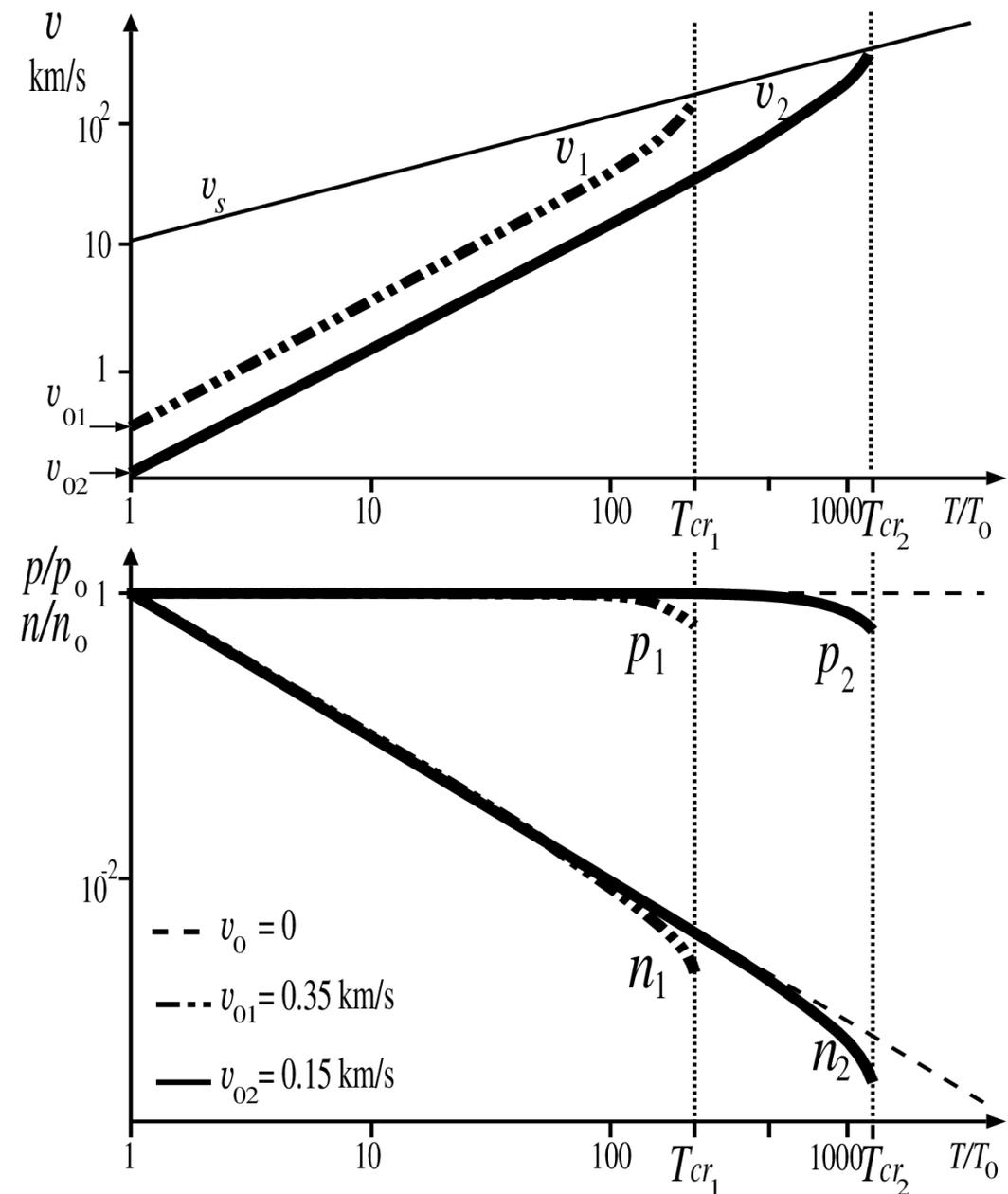
$$A(T) = \sqrt{1 - \frac{4bT}{(1+b)^2 T_0}}. \rightarrow$$



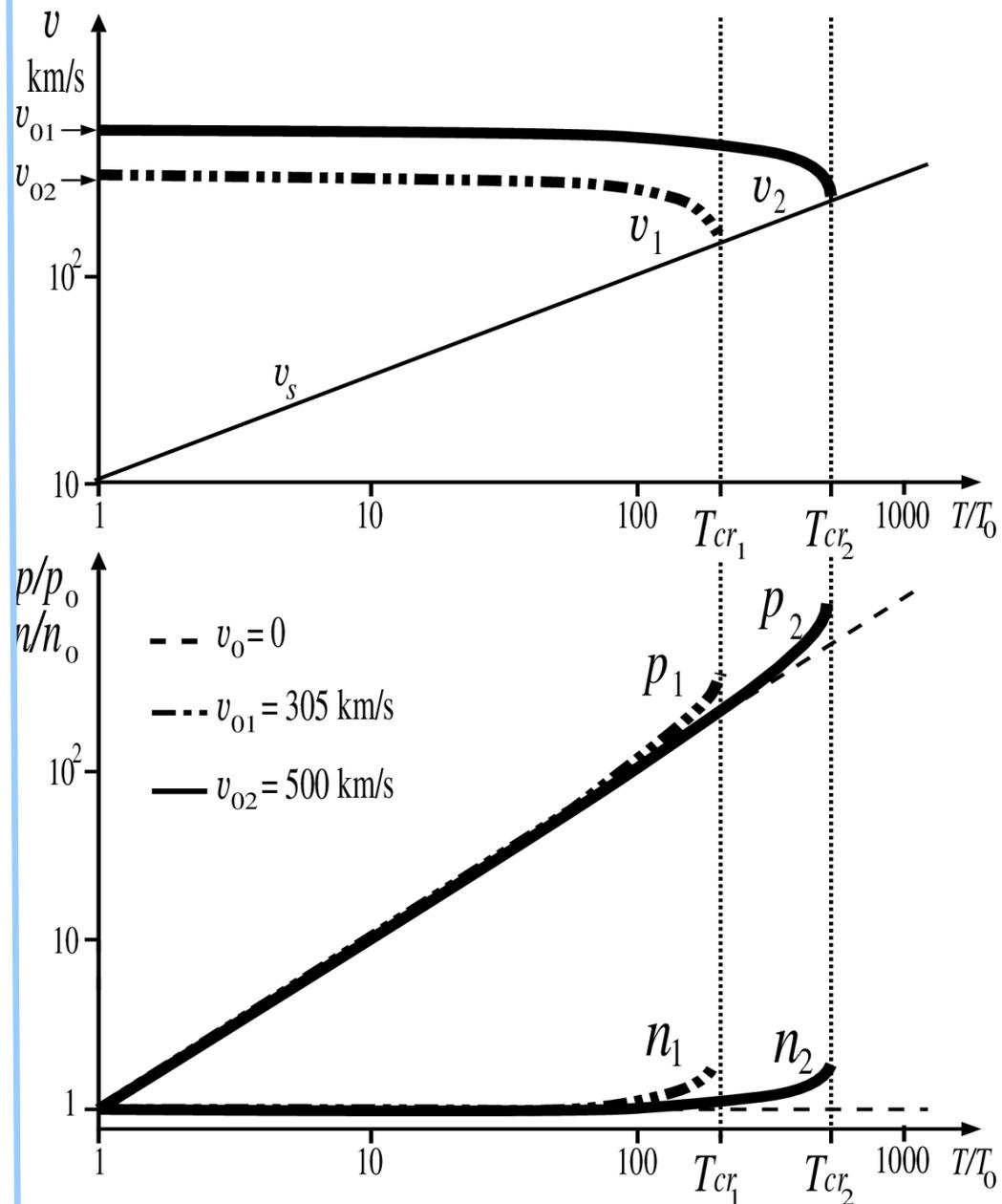
$$T \in (0, T_{cr}], \quad T_{cr} = \frac{(1+b)^2}{4b}$$

Зависимости $n(T)$, $p(T)$, $v(T)$

$v_0 < v_s(T_0)$

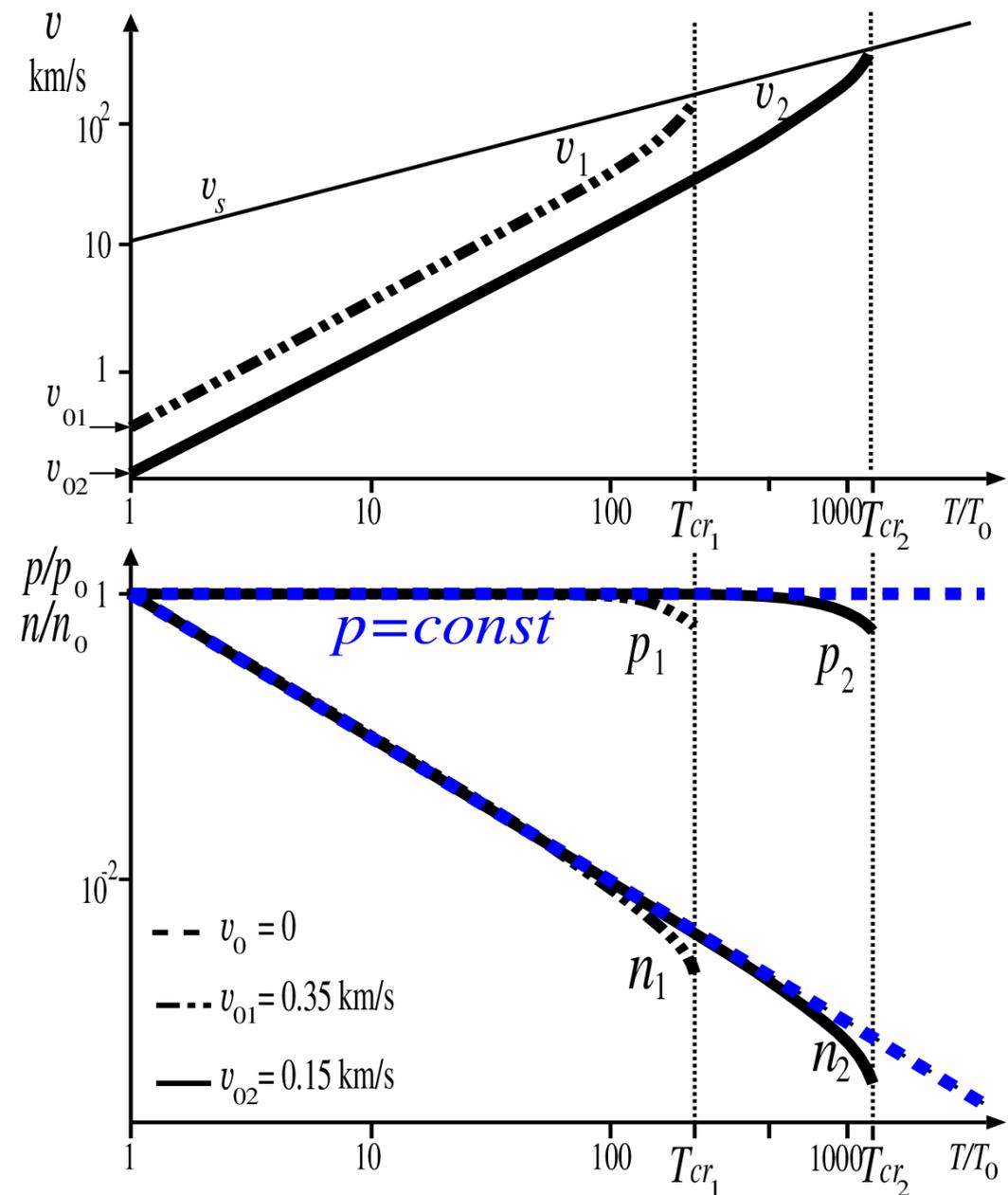


$v_0 > v_s(T_0)$

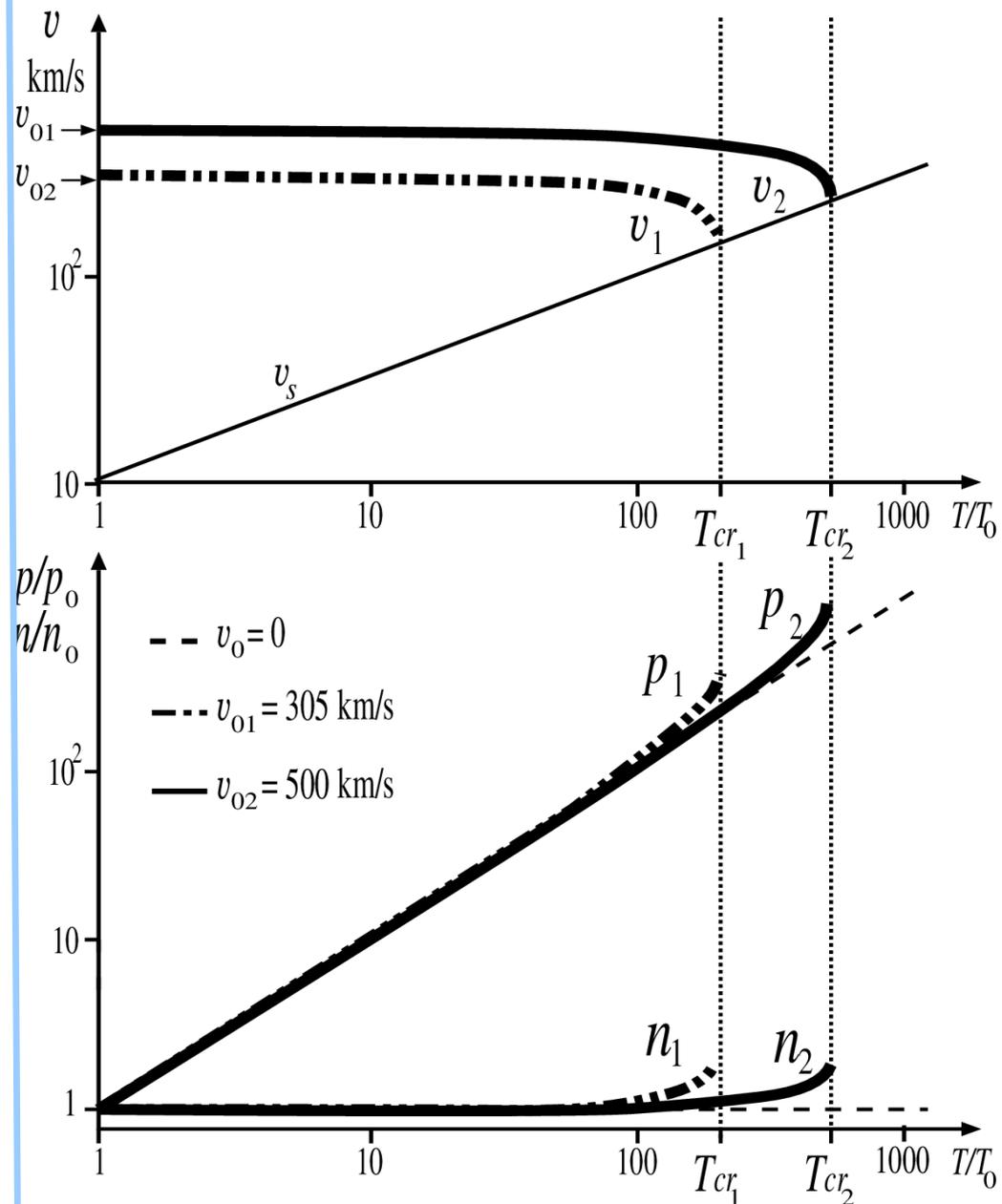


Зависимости $n(T)$, $p(T)$, $v(T)$

$v_0 < v_s(T_0)$



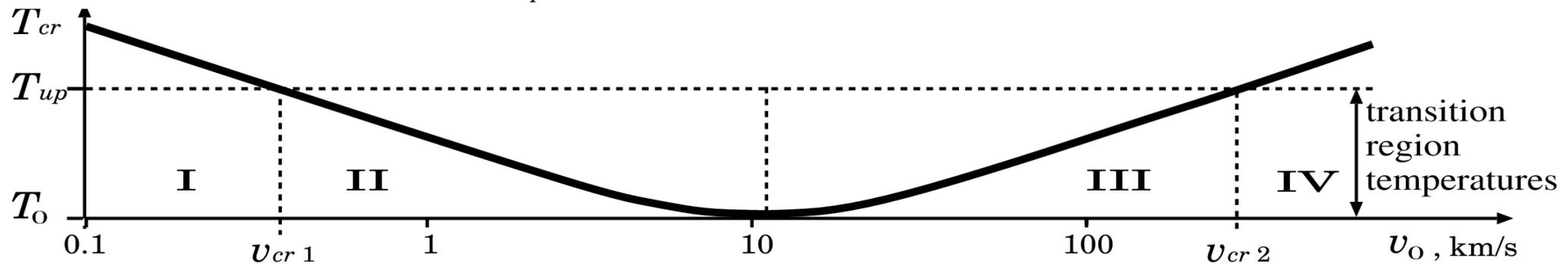
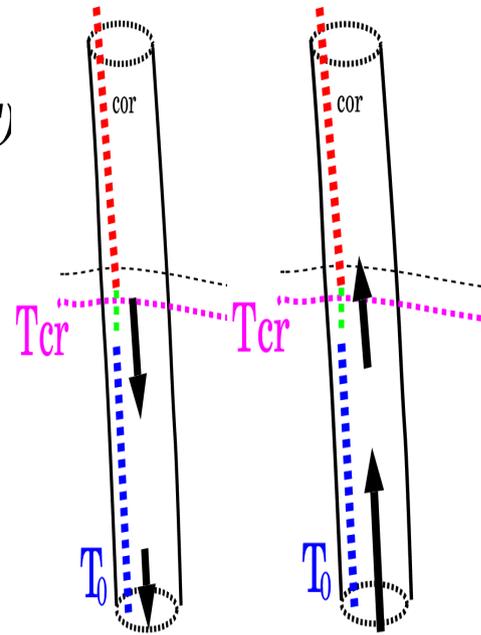
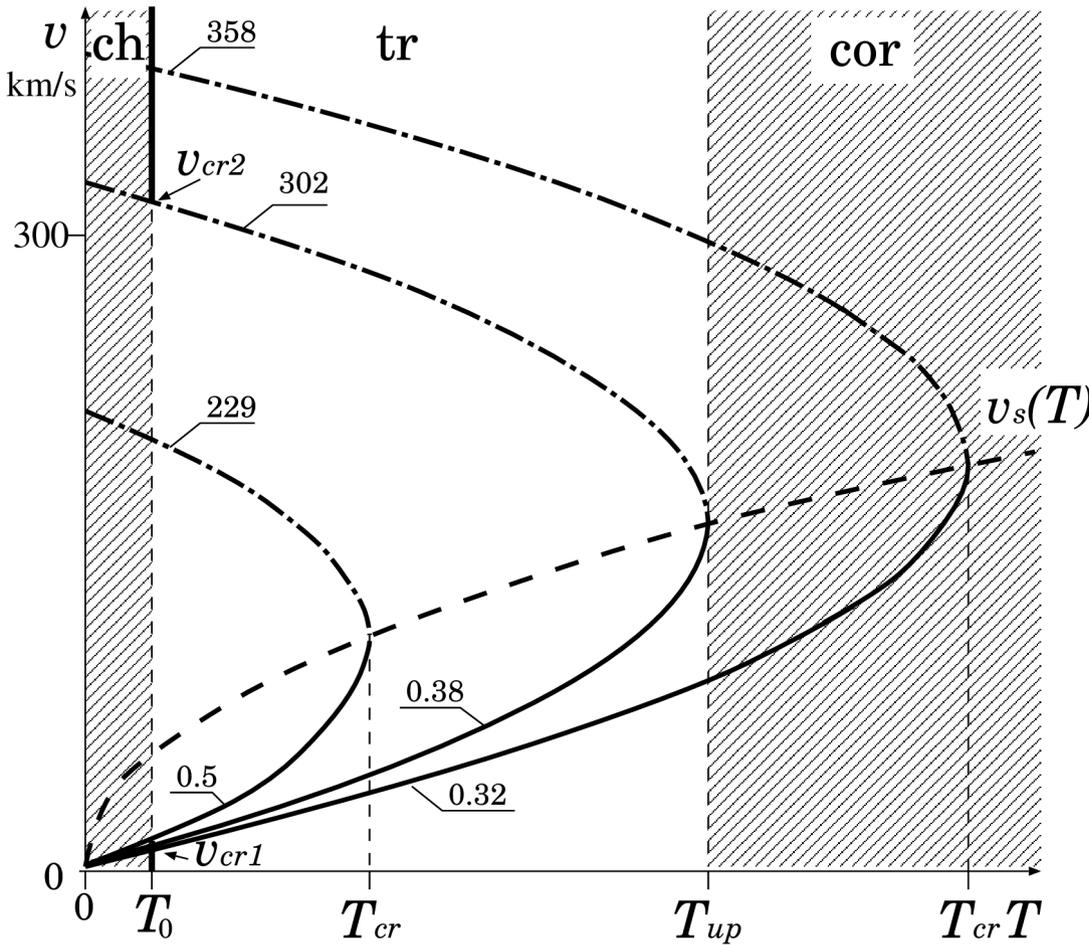
$v_0 > v_s(T_0)$



Критическая температура

$$T_{cr} = \frac{(1 + b)^2}{4b}$$

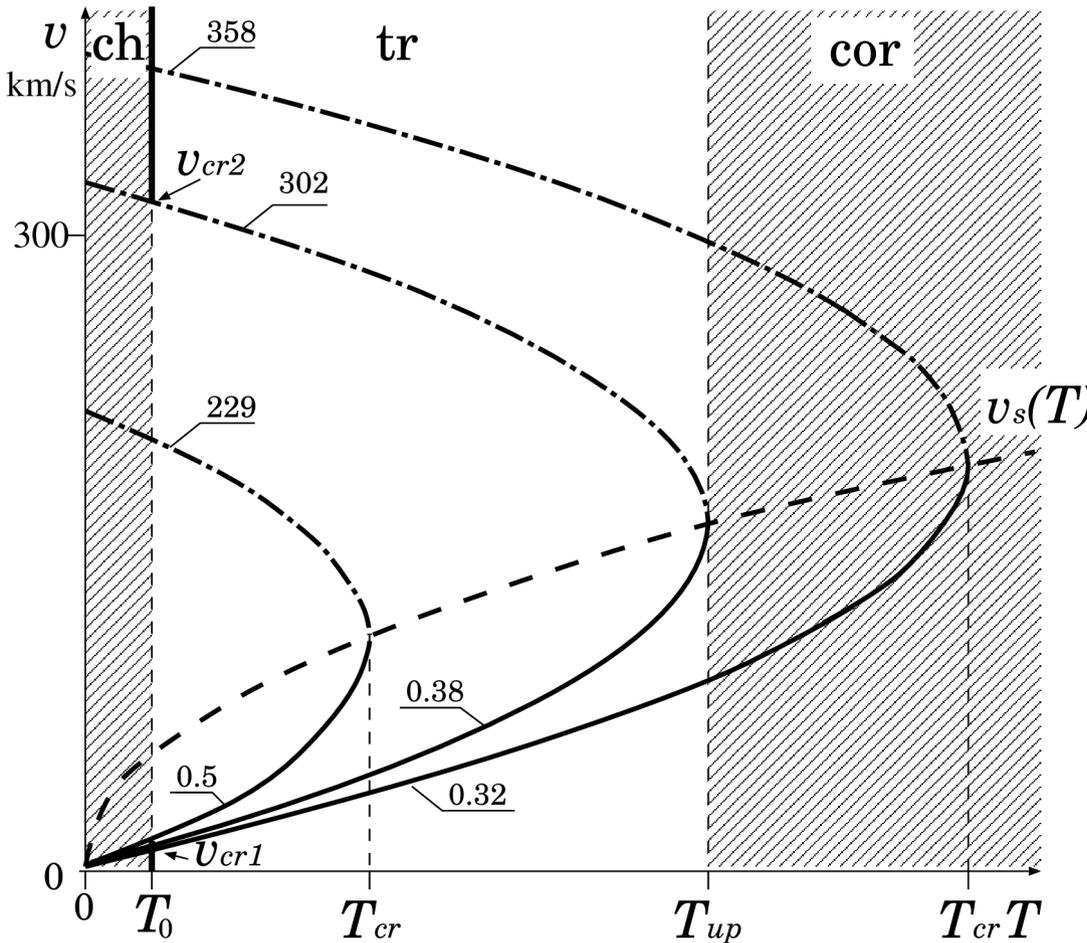
$$b = m_i n_0 v_0^2 / 2 p_0$$



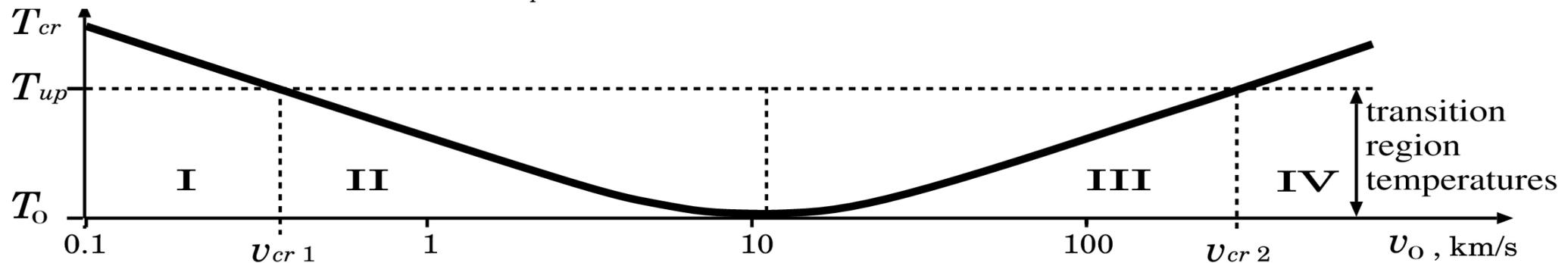
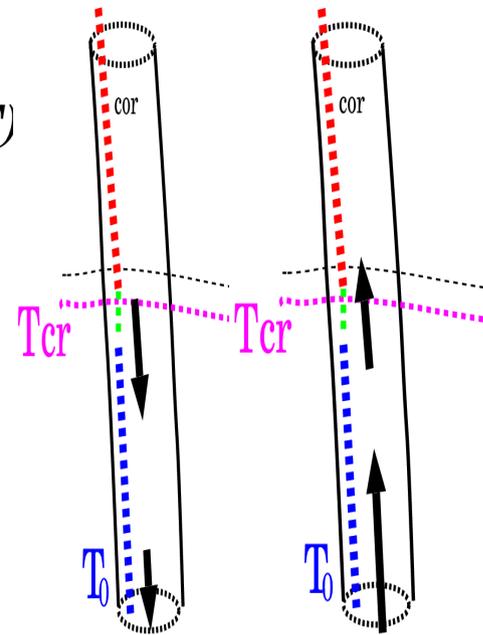
Критическая температура

$$T_{cr} = \frac{(1 + b)^2}{4b}$$

$$b = m_i n_0 v_0^2 / 2 p_0$$



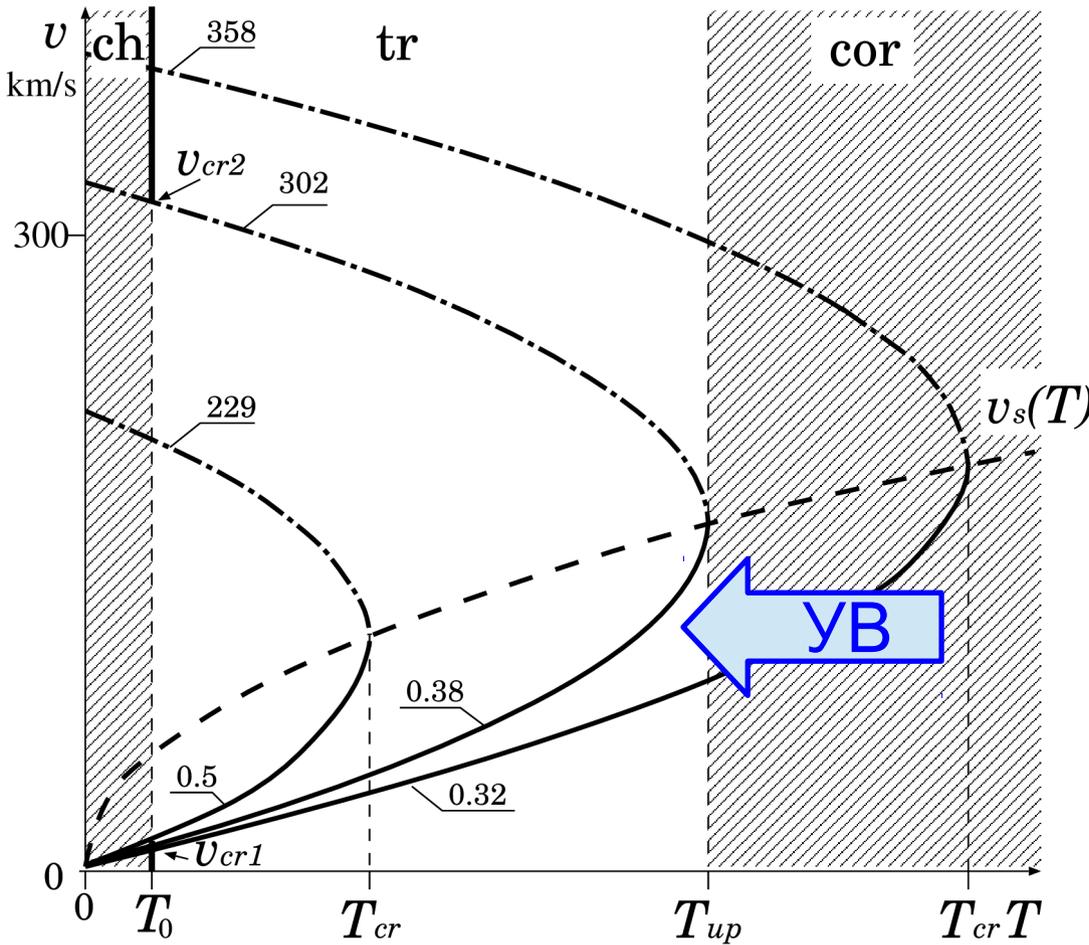
При критической температуре скорость плазмы равна скорости звука



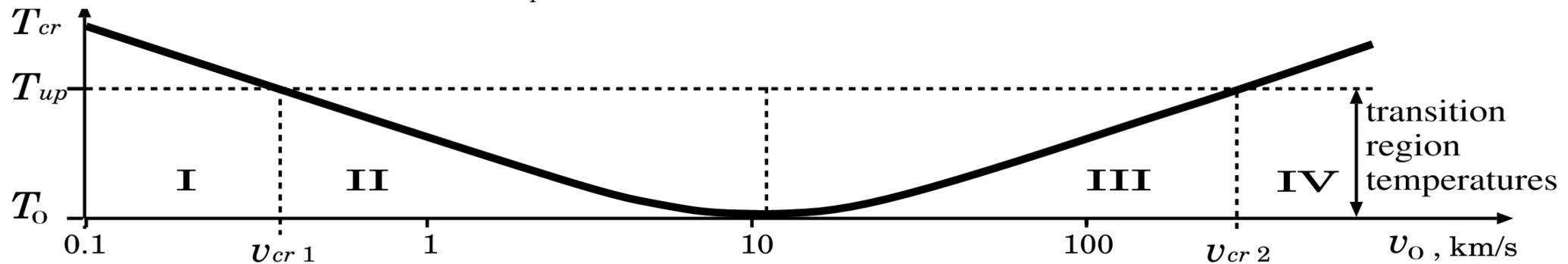
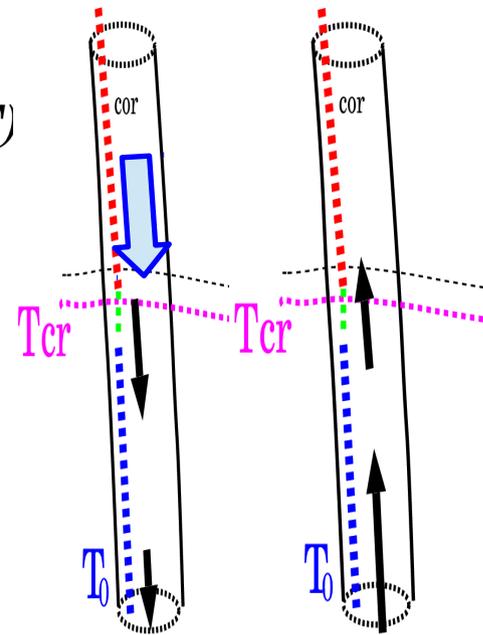
Критическая температура

$$T_{cr} = \frac{(1 + b)^2}{4b}$$

$$b = m_i n_0 v_0^2 / 2 p_0$$



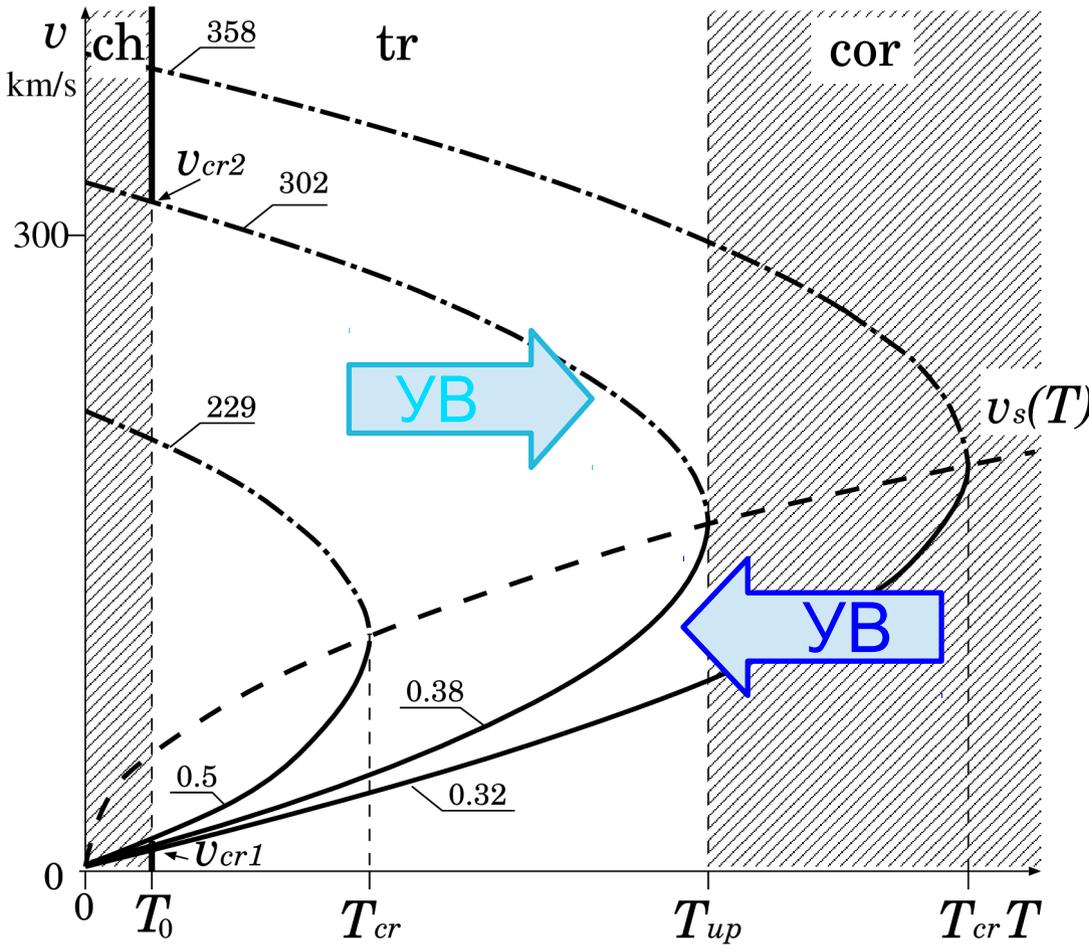
При критической температуре скорость плазмы равна скорости звука



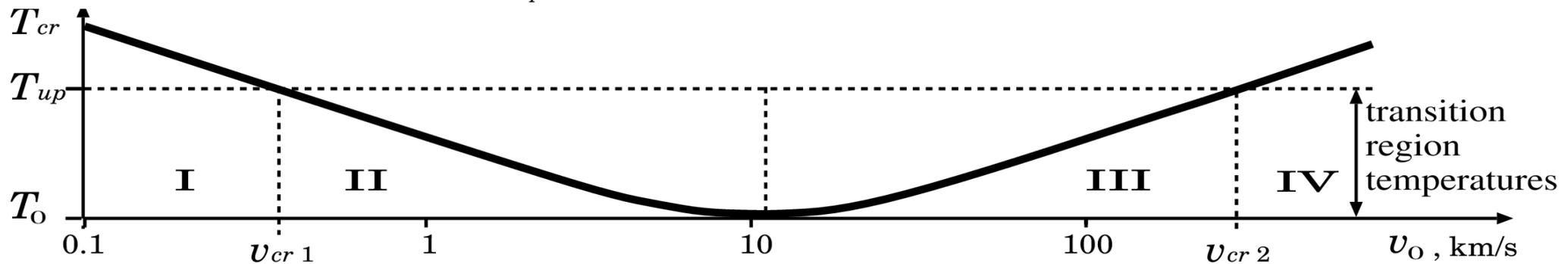
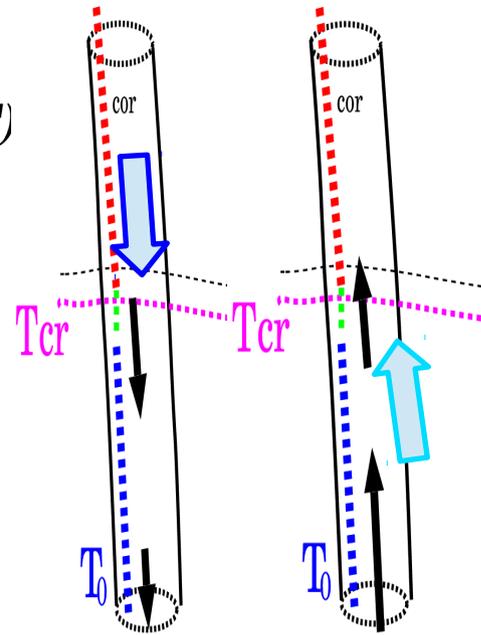
Критическая температура

$$T_{cr} = \frac{(1 + b)^2}{4b}$$

$$b = m_i n_0 v_0^2 / 2 p_0$$



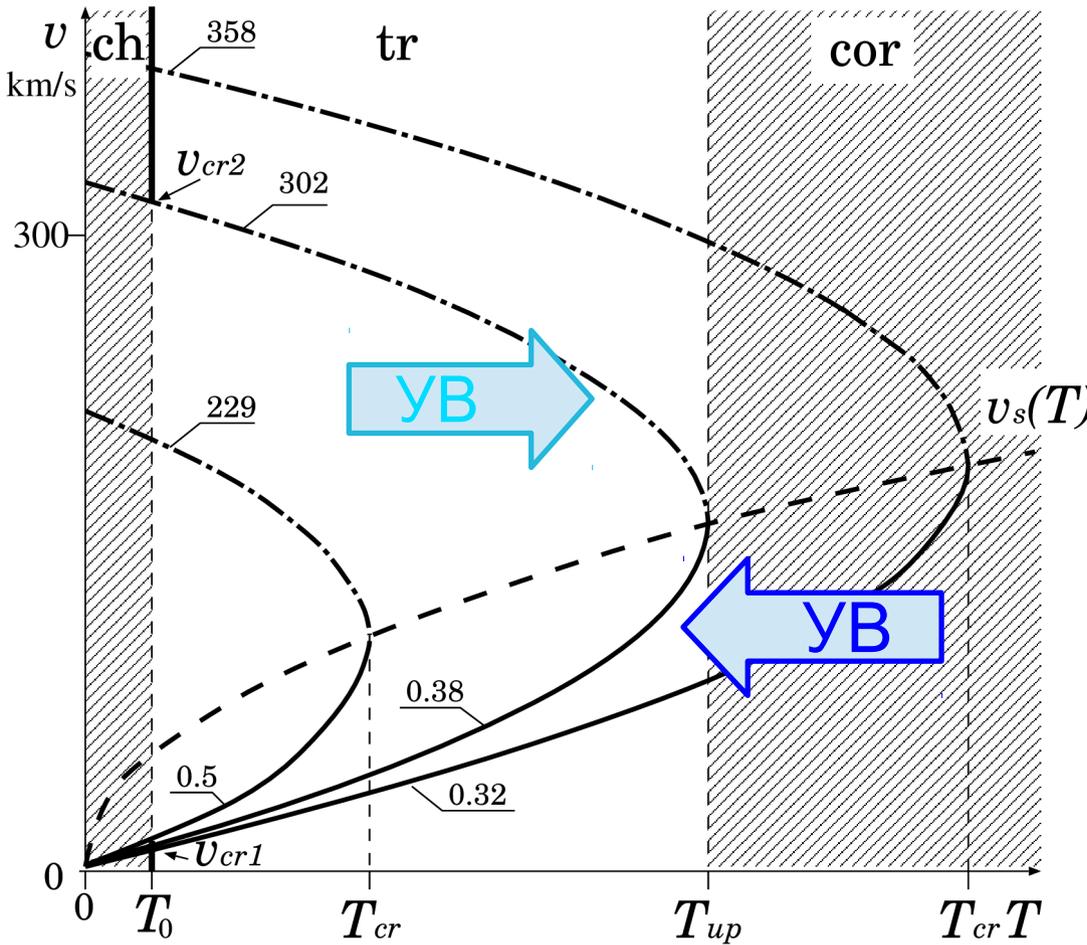
При критической температуре скорость плазмы равна скорости звука



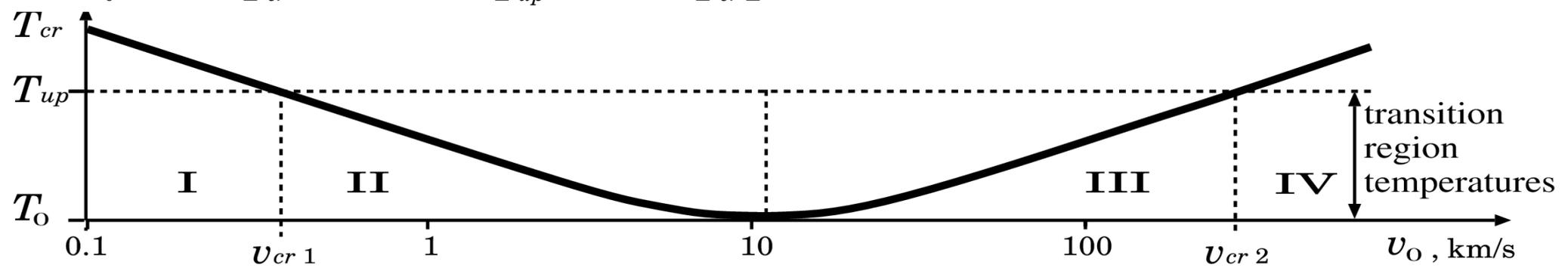
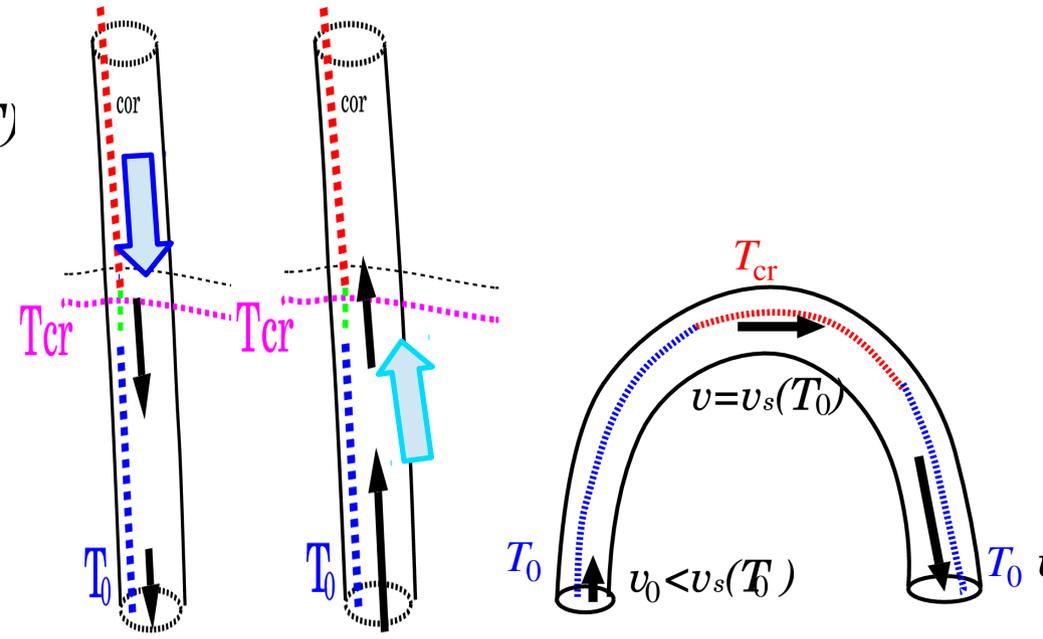
Критическая температура

$$T_{cr} = \frac{(1 + b)^2}{4b}$$

$$b = m_i n_0 v_0^2 / 2 p_0$$

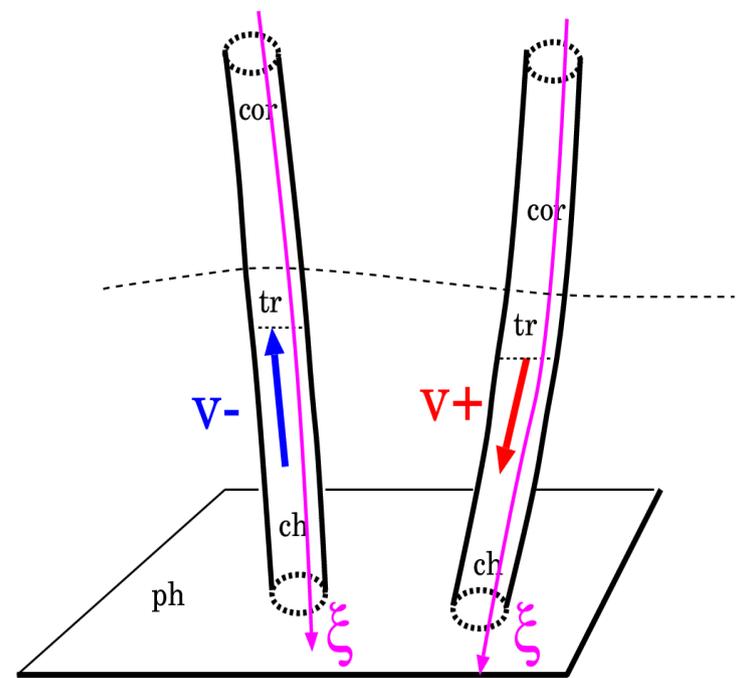
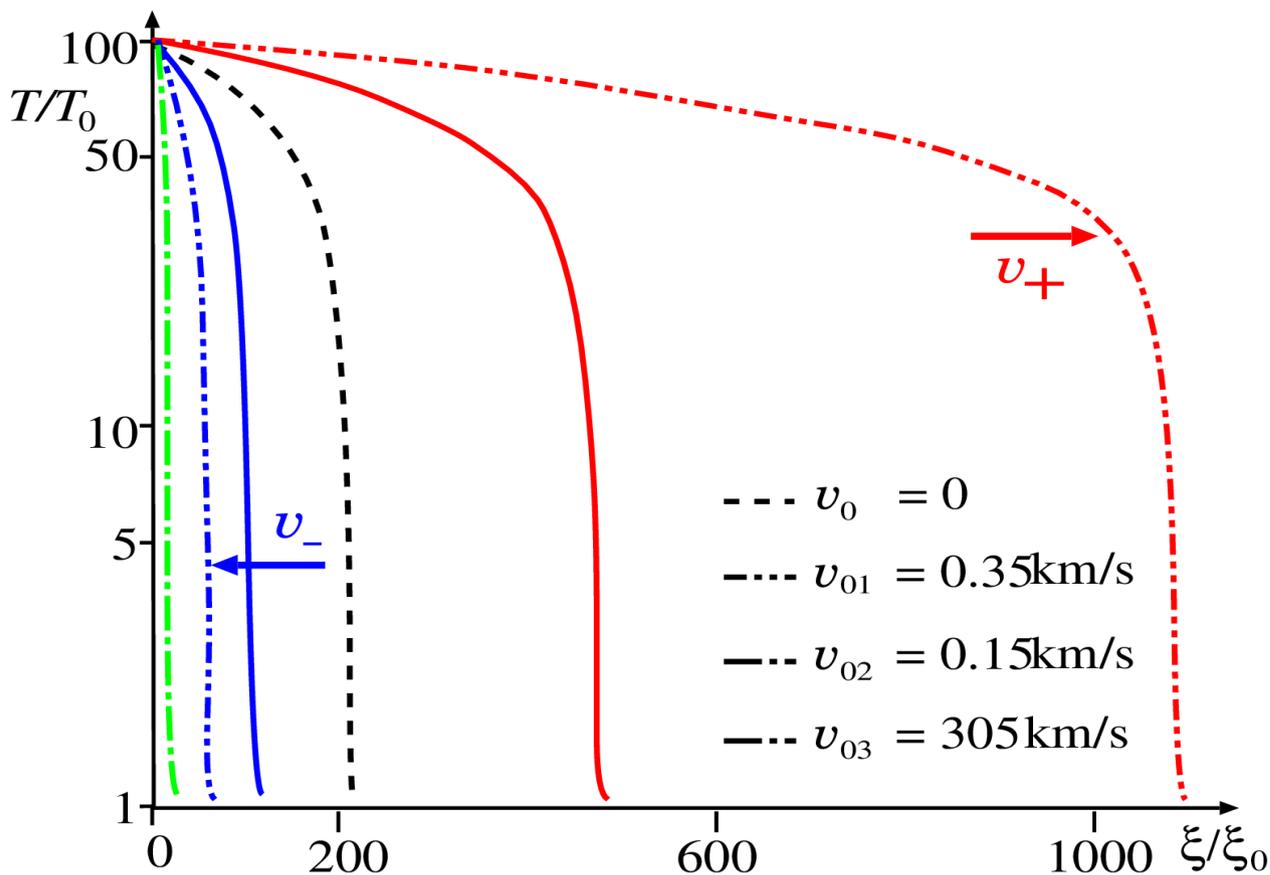


При критической температуре скорость плазмы равна скорости звука



Распределение температуры

$n(T), v(T), p(T)$ подставляем в ЗСЭ $\rightarrow T(\xi)$ вдоль магнитной трубки



$$\xi = \int_0^x n(x) dx, \text{ cm}^{-2}.$$

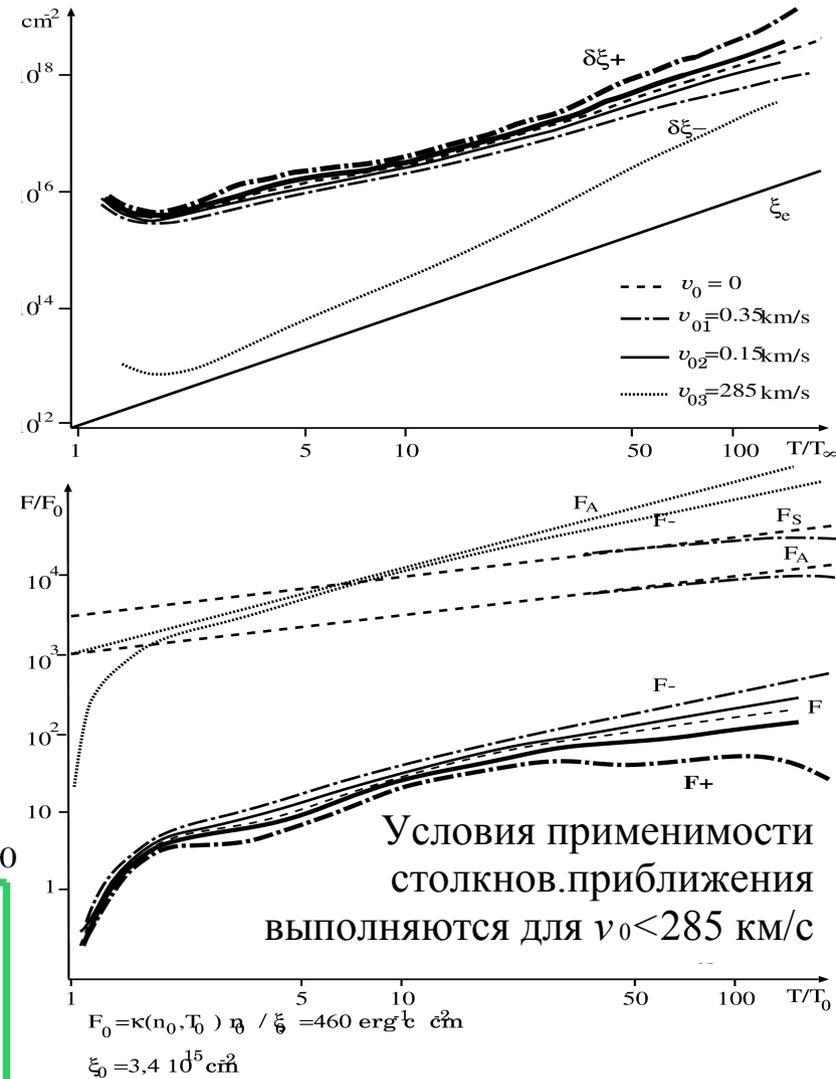
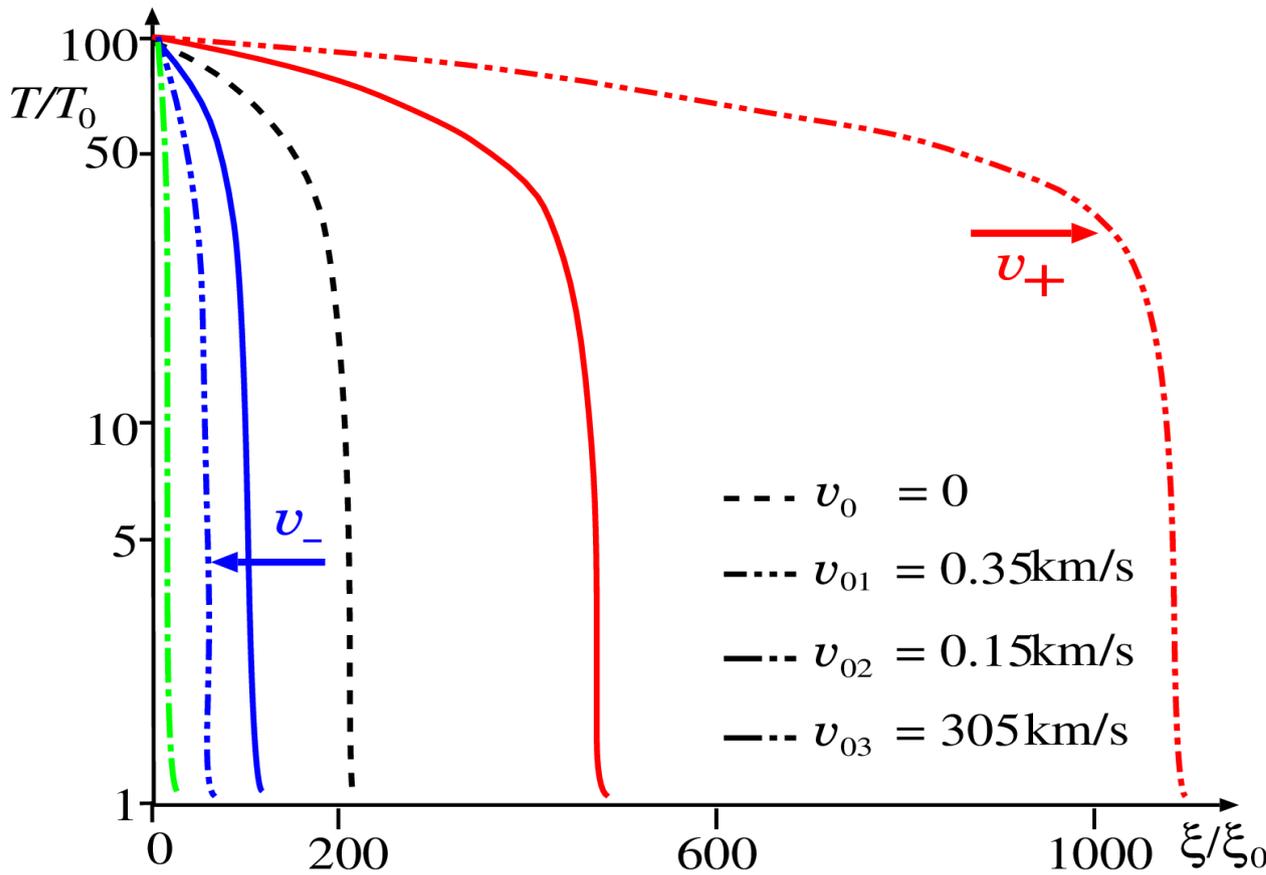
ЗСЭ преобразуется к виду

$$\begin{cases} y = \frac{dT}{dx}, \\ \frac{dy}{dT} = f(y, T) = \frac{L(T)n^2 - P_0}{\kappa} \frac{1}{y} - \frac{1}{\kappa} \frac{d\kappa}{dT} y + \frac{1}{\kappa} \frac{dF_v}{dT}, \quad F_v = v \left(m_i n \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} 2p \right). \end{cases}$$

(Систему решаем численно)

Распределение температуры

$n(T), v(T), p(T)$ подставляем в ЗСЭ $\rightarrow T(\xi)$ вдоль магнитной трубки

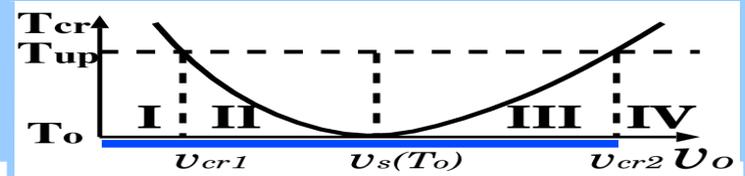


ЗСЭ преобразуется к виду

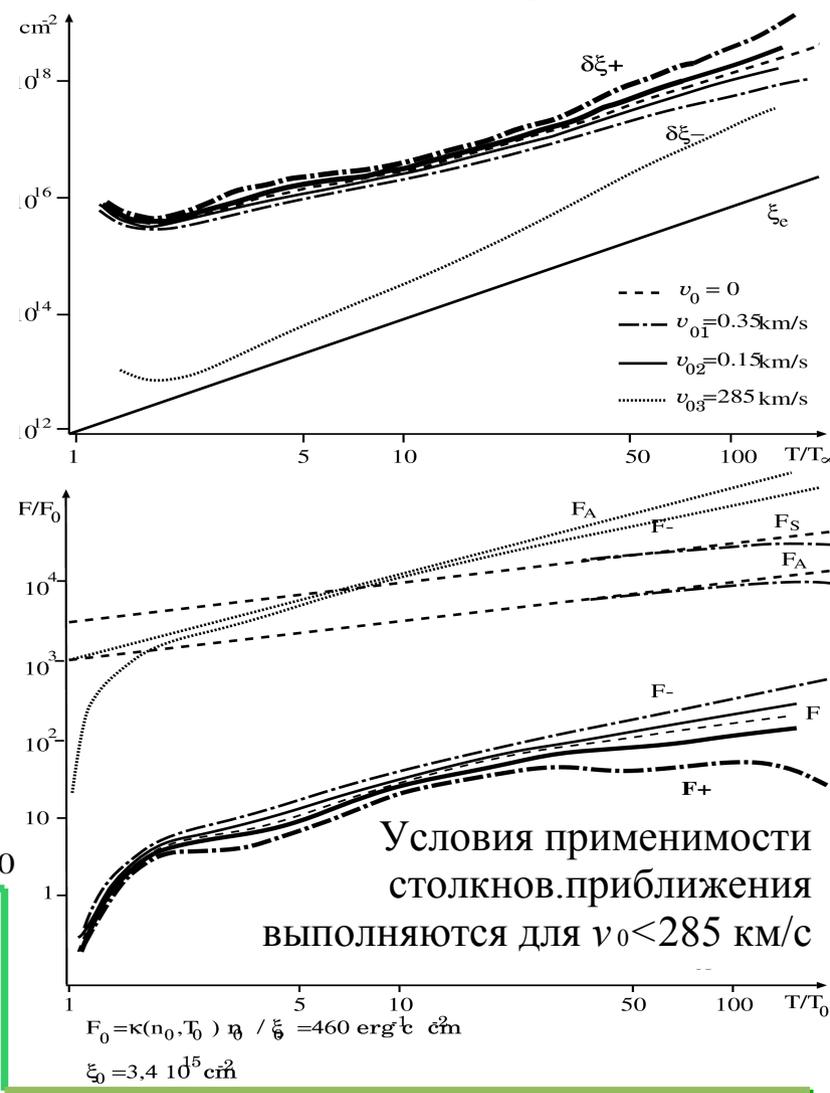
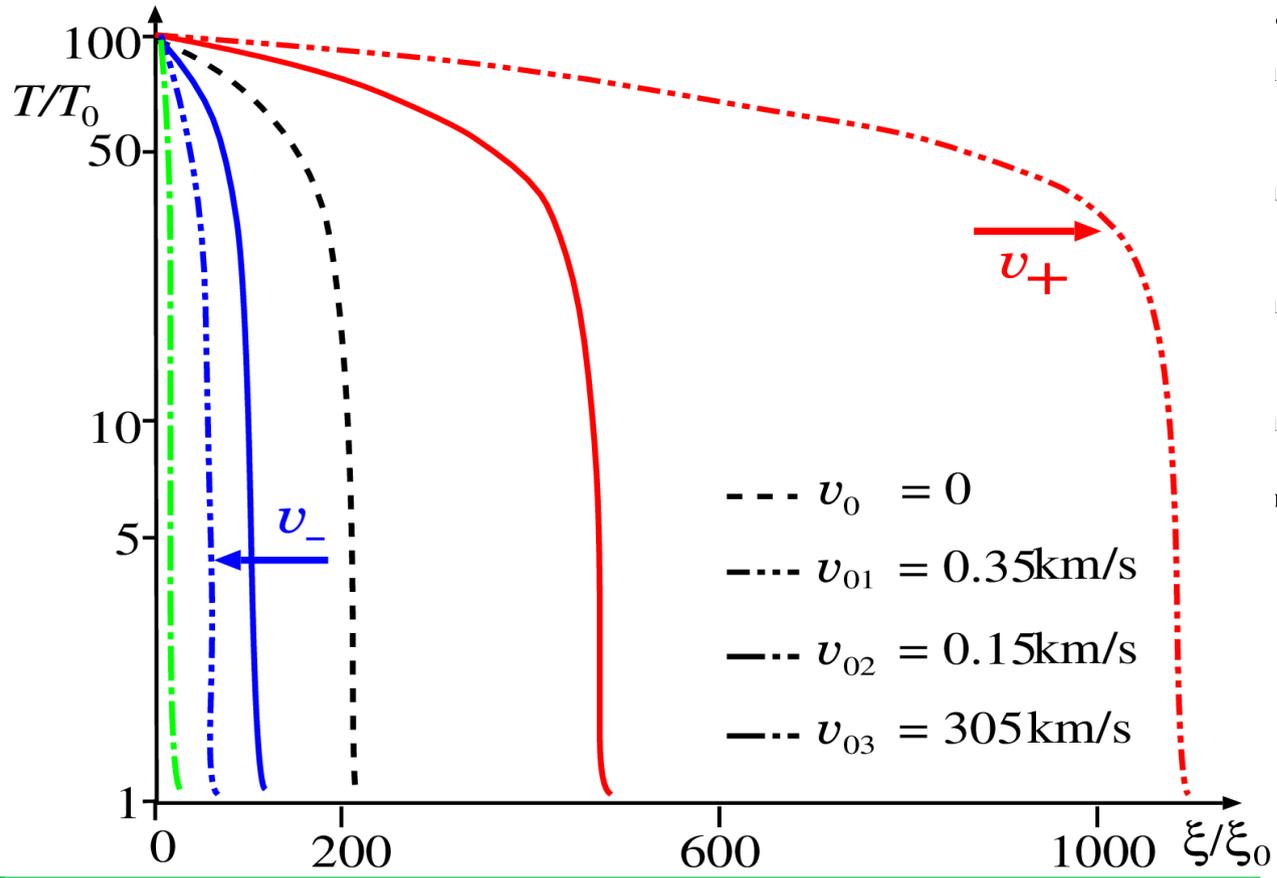
$$\begin{cases} y = \frac{dT}{dx}, \\ \frac{dy}{dT} = f(y, T) = \frac{L(T)n^2 - P_0}{\kappa} \frac{1}{y} - \frac{1}{\kappa} \frac{d\kappa}{dT} y + \frac{1}{\kappa} \frac{dF_v}{dT}, \end{cases} \quad F_v = v \left(m_i n \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} 2p \right).$$

(Систему решаем численно)

Распределение температуры



$n(T), v(T), p(T)$ подставляем в ЗСЭ $\rightarrow T(\xi)$ вдоль магнитной трубки



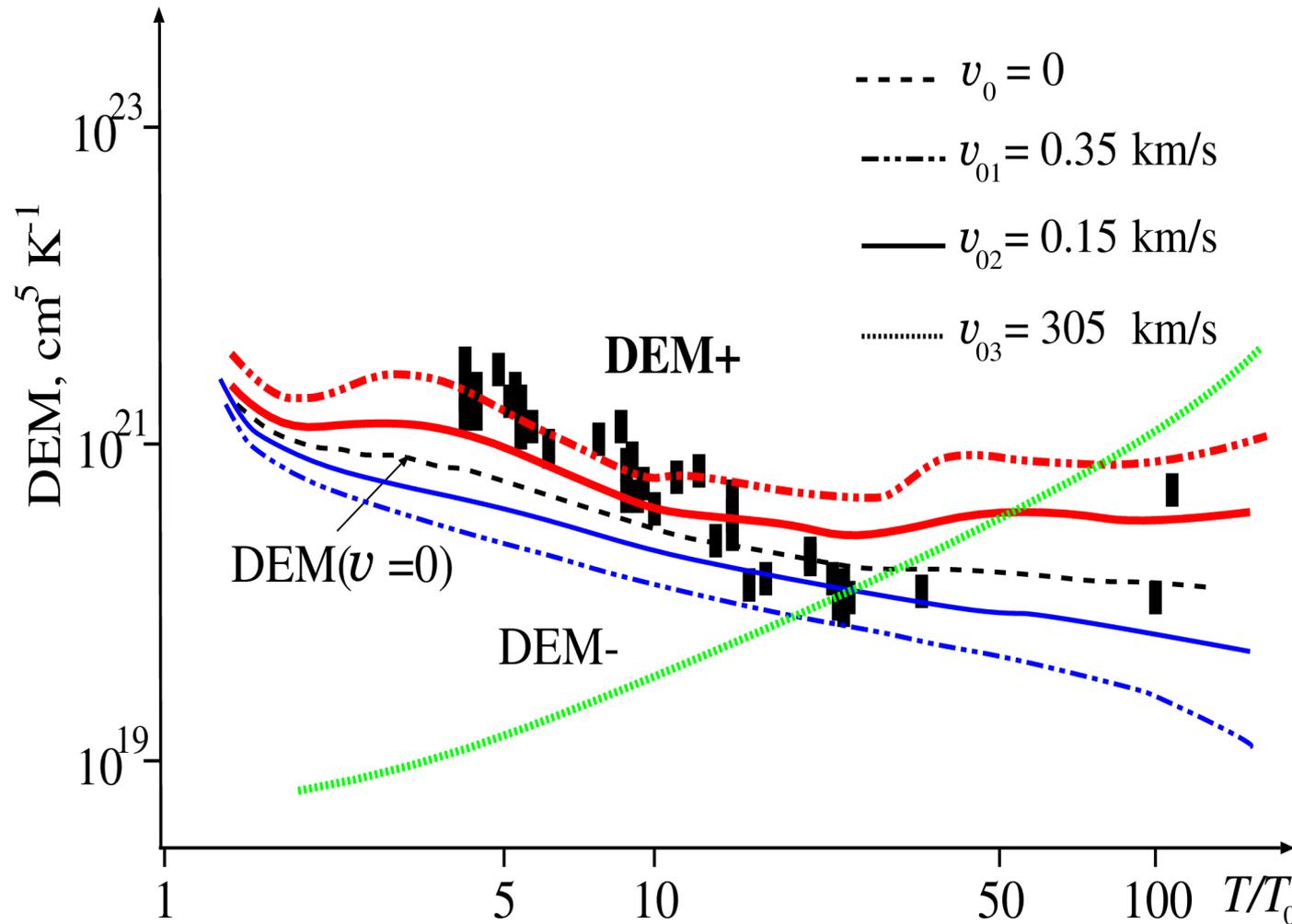
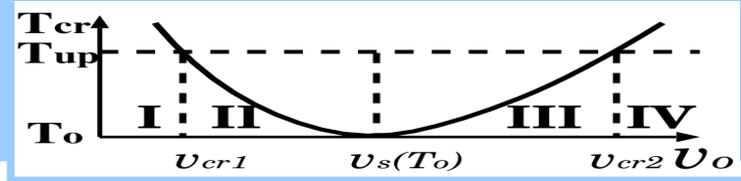
ЗСЭ преобразуется к виду

$$\begin{cases} y = \frac{dT}{dx}, \\ \frac{dy}{dT} = f(y, T) = \frac{L(T)n^2 - P_0}{\kappa} \frac{1}{y} - \frac{1}{\kappa} \frac{d\kappa}{dT} y + \frac{1}{\kappa} \frac{dF_v}{dT}, \end{cases}$$

$$F_v = v \left(m_i n \frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} 2p \right).$$

(Систему решаем численно)

Сравнение с наблюдениями



Дифференциальная мера
эмиссии

$$DEM = \frac{d}{dT} \int_0^x n_e^2 dl = n_e^2 \frac{dl}{dT} = n_e \frac{d\xi}{dT}$$

Точки соответствуют
наблюдениям
полученным
на SUMER/SOHO,
1997.

[Landi et al.,2008;
Curdt et al.,2001]

- 1) DEM(T) для сверхзвуковых скоростей на нижней границе переходного слоя имеет качественно другую зависимость от температуры, чем наблюдательные данные.
- 2) Расчеты для диапазона скоростей (-0.38;+0.38) км/с хорошо согласуются с наблюдениями.

Результаты

В магнитной трубке для различных скоростей потока плазмы, задаваемых на нижней границе переходного слоя

- 1) найдено **стационарное распределение температуры вдоль магнитной трубки**. В каждой точке распределения имеет место баланс между нагревом классическим тепловым потоком, потерями энергии на излучение оптически прозрачной плазмы и переносом энергии, связанным с потоком плазмы.
- 2) Получены **зависимости плотности, давления и скорости плазмы от температуры**.

3) Определены:

285

v_0 , км/с

0.38

303

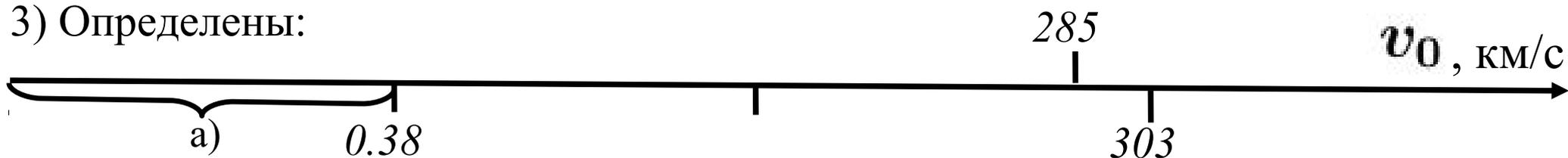
- а) **диапазон скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя, для которого режим нагрева близок к $p=const$, а DEM хорошо согласуется с наблюдениями,**
- б) **диапазон скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя, для которого возможно возбуждение ударных волн в переходном слое, и**
- в) **диапазон v_0 , для которого применимо столкновительное приближение.**

Результаты

В магнитной трубке для различных скоростей потока плазмы, задаваемых на нижней границе переходного слоя

- 1) найдено **стационарное распределение температуры вдоль магнитной трубки**. В каждой точке распределения имеет место баланс между нагревом классическим тепловым потоком, потерями энергии на излучение оптически прозрачной плазмы и переносом энергии, связанным с потоком плазмы.
- 2) Получены **зависимости плотности, давления и скорости плазмы от температуры**.

3) Определены:



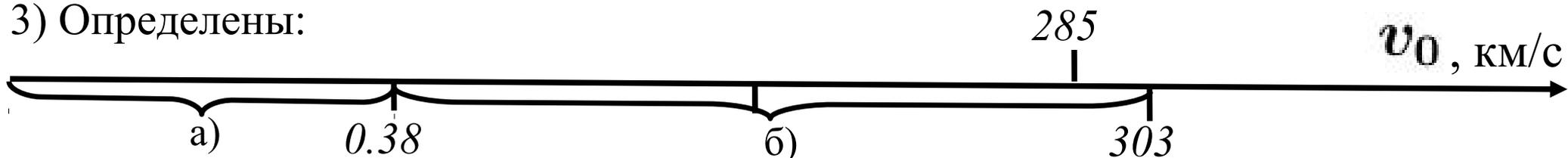
- а) **диапазон скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя, для которого режим нагрева близок к $p=const$, а DEM хорошо согласуется с наблюдениями,**
- б) **диапазон скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя, для которого возможно возбуждение ударных волн в переходном слое, и**
- в) **диапазон v_0 , для которого применимо столкновительное приближение.**

Результаты

В магнитной трубке для различных скоростей потока плазмы, задаваемых на нижней границе переходного слоя

- 1) найдено **стационарное распределение температуры вдоль магнитной трубки**. В каждой точке распределения имеет место баланс между нагревом классическим тепловым потоком, потерями энергии на излучение оптически прозрачной плазмы и переносом энергии, связанным с потоком плазмы.
- 2) Получены **зависимости плотности, давления и скорости плазмы от температуры**.

3) Определены:



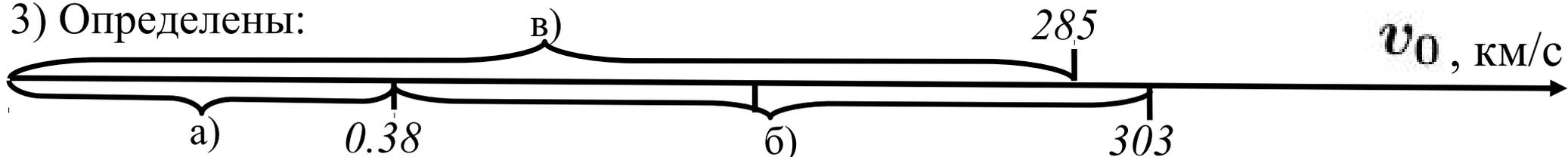
- а) **диапазон скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя, для которого режим нагрева близок к $p=const$, а DEM хорошо согласуется с наблюдениями,**
- б) **диапазон скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя, для которого возможно возбуждение ударных волн в переходном слое, и**
- в) **диапазон v_0 , для которого применимо столкновительное приближение.**

Результаты

В магнитной трубке для различных скоростей потока плазмы, задаваемых на нижней границе переходного слоя

- 1) найдено **стационарное распределение температуры вдоль магнитной трубки**. В каждой точке распределения имеет место баланс между нагревом классическим тепловым потоком, потерями энергии на излучение оптически прозрачной плазмы и переносом энергии, связанным с потоком плазмы.
- 2) Получены **зависимости плотности, давления и скорости плазмы от температуры**.

3) Определены:



- а) **диапазон скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя, для которого режим нагрева близок к $p=const$, а DEM хорошо согласуется с наблюдениями,**
- б) **диапазон скоростей плазмы на нижней границе переходного слоя, для которого возможно возбуждение ударных волн в переходном слое, и**
- в) **диапазон v_0 , для которого применимо столкновительное приближение.**

Спасибо за внимание!