

Методы измерения температуры в равновесных и неравновесных системах

Ткаченко Светлана Ивановна

физические методы исследований

Температура

Абсолютной температурой (температурой) называют величину обратную производной энтропии тела S по его энергии E

$$\frac{dS}{dE} = \frac{1}{T}$$

Температуры тел, находящихся в *равновесии* друг с другом, следовательно, одинаковы $T_1 = T_2$

Как и энтропия, температура является, очевидно, величиной чисто **статистического характера**, имеющей смысл исключительно для макроскопических тел.

В **классической** статистической теории для скоростей частиц справедливо распределение Максвелла. Оно зависит только от одного макроскопического параметра – температуры.

Только температура определяет, сколько в системе быстрых частиц и сколько медленных

$$dN(u_x) = N \frac{m^{1/2}}{(2\pi kT)^{1/2}} \exp\left(-\frac{m}{2kT} u_x^2\right) du_x$$

Все средние скорости выражаются поэтому только через температуру: $v_p = \sqrt{2kT/m}$, $\langle v \rangle = \sqrt{8kT/\pi m}$, $\sqrt{\langle v^2 \rangle} = \sqrt{3kT/m}$.

В частности, простое соотношение связывает температуру со средней кинетической энергией поступательного движения одной частицы:

$$\varepsilon_{кин} = 3/2 kT.$$

Подчеркнём, что **распределение Максвелла справедливо для любой классической системы**, лишь бы взаимодействие частиц в ней не зависело от их скоростей. Поэтому этот результат справедлив для средней кинетической энергии поступательного движения частицы и в идеальном газе, и в газе Ван-дер-Ваальса.

На этом основании ***температуру часто рассматривают как меру интенсивности движения частиц*** в любой термодинамической системе. В ещё более широком плане данное толкование подтверждается другим законом классической теории: теоремой о ***равномерном распределении энергии по степеням свободы***.

Температура — физическая величина, количественно характеризующая меру средней кинетической энергии теплового движения молекул какого-либо тела или вещества.

Температу́ра — физическая величина, характеризующая термодинамическую систему и количественно выражающая интуитивное понятие о различной степени нагретости тел, т.е. разность температур двух равновесных систем при постоянных внешних параметрах определяет возможность теплообмена между ними и направление передачи энергии.

Из определения **температуры** следует, что она **не может быть количественно измерена** непосредственно и судить о ней можно по изменению других физических свойств тел (объема, давления, электрического сопротивления, термоЭДС, интенсивности излучения и т.д.).

Основные уравнения, на которых базируется термометрия

Уравнение газового состояния Клапейрона. Это уравнение используется для построения идеально-газовой температурной шкалы.

Уравнение теплового расширения объёма жидкостей и газов, линейно зависящего от температуры, является основой **волюметрического** метода измерения температур.

Уравнения теплового линейного расширения твёрдых тел от температуры лежит в основе **дилатометрического** метода измерения температур.

На уравнении линейной зависимости сопротивления проводников от температуры основаны **термометры сопротивления**.

Закон Стефана-Больцмана, который связывает функциональной зависимостью полную энергию теплового излучения и температуру, лежит в основе **неконтактных** методов измерения температуры. **Спектроскопические** соотношения также используются в неконтактных методах.

Для измерения температур ниже ~ 10 К используют факт зависимости **магнитной восприимчивости** парамагнетика от температуры (закон Кюри). По измеренному значению магнитной восприимчивости находят магнитную температуру, которая отличается от термодинамической на величину, зависящую от степени отклонения от закона Кюри.

В зависимости от диапазона измеряемых температур различают две основные группы методов измерения:

контактные (собственно термометрия) - жидкостные, манометрические, термоэлектрические термометры, термометры сопротивления и др.

безконтактные (пирометрия или термометрия излучения), применяемые в основном для измерения очень высоких температур; для измерения криогенных температур используются также газовые, акустические и магнитные термометры.

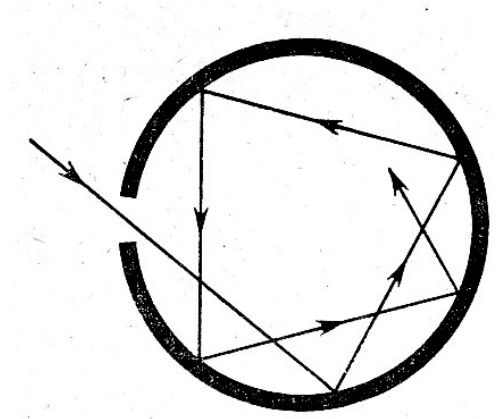
Привычная нам десятичная температурная шкала была предложена А. Цельсием (A. Celsius) в 1742 году. В качестве опорных точек для нее используются температура плавления льда (0°C) и температура кипения воды (100°C).

Выбор между этими опорными точками 100 делений у шкалы Цельсия и 180 делений у шкалы Фаренгейта является чисто условным (как, впрочем, и выбор самих опорных точек).

Излучение черного тела

Закон Кирхгофа: излучение любого тела $I'(\omega) = K(\omega)I(\omega)$,
где $K(\omega)$ –поглощение этого тела, а $I(\omega)$ – некая универсальная
функция, если $K(\omega) \equiv 1$ (для всех частот), то тело называется
абсолютно черным

Наилучшей его моделью является полость
с маленьким отверстием,
именно это отверстие является излучателем



абсолютно черное тело – это тело, которое находится в
термодинамическом равновесии со своим излучением

$$\rho(\omega)d\omega = \frac{\hbar\omega^3}{c^3\pi^2} \left[\frac{d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \right]$$

энергия излучения, отнесенная к единице объема и к единичному интервалу изменения частоты, формула Планка

При $\hbar\omega \ll kT$ получим классическую формулу Рэля-Джинса

При $\hbar\omega \gg kT$ $\rho(\omega)d\omega = \frac{\hbar\omega^3}{c^3\pi^2} e^{-\hbar\omega/kT} d\omega$ - формула Вина

какова вся энергия излучения в единице объема?

$$E(T) = \frac{\hbar}{c^3\pi^2} \int_0^\infty \frac{\omega^3 d\omega}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} = \frac{(kT)^4}{\pi^2 c^3 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^2 k^4}{c^3 \hbar^3 15} T^4 = \sigma' T^4$$

– закон Стефана-Больцмана (энергия в единице объема)

$$I(T) = \sigma T^4 \text{ – светимость в } 2\pi \text{ (энергия,}$$

излучаемая с единицы площади в 1 секунду)

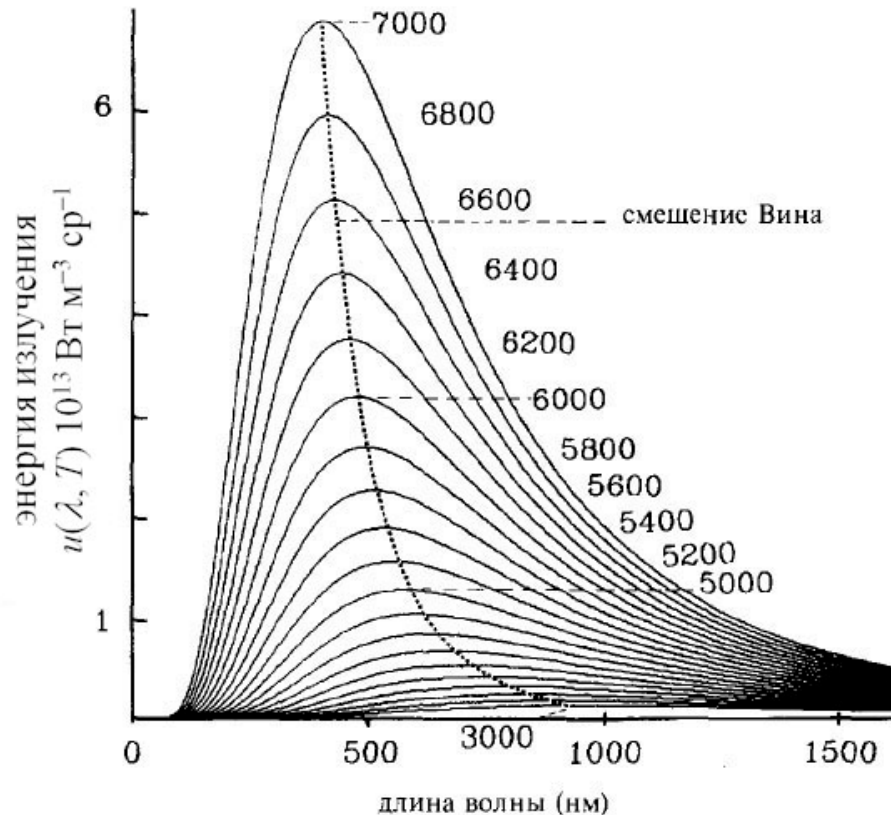
$$\sigma = \frac{\sigma' c}{4} = 5.67 \cdot 10^{-5} \text{ эрг}/(\text{с см}^2 \text{ К}^4)$$

для $S = 1 \text{ мм}^2$, $T = 1 \text{ эВ}$, получим $I = 1 \text{ кВт}$

Излучение черного тела

$$\rho(\omega)d\omega = \frac{\hbar\omega^3}{c^3\pi^2} \left[e^{\hbar\omega/kT} - 1 \right]^{-1} d\omega$$

энергия излучения, отнесенная к единице объема и к единичному интервалу изменения частоты, формула Планка



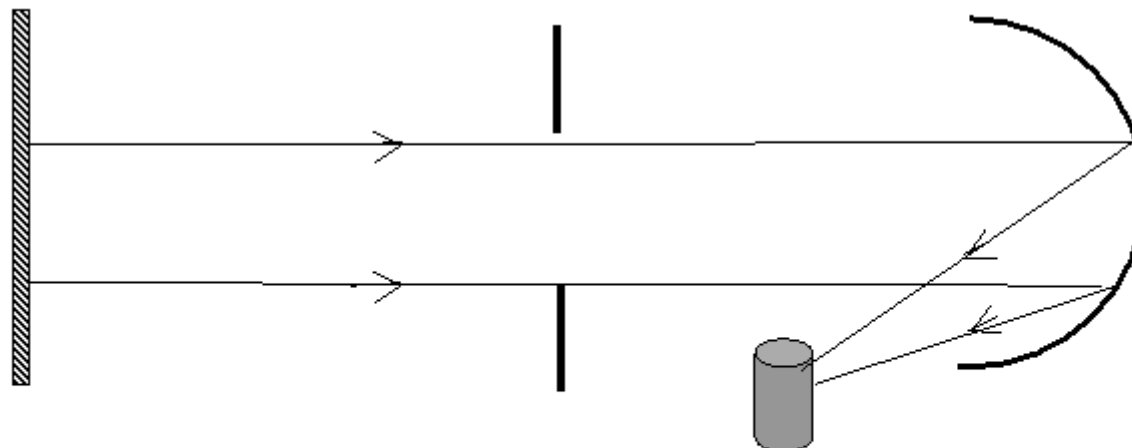
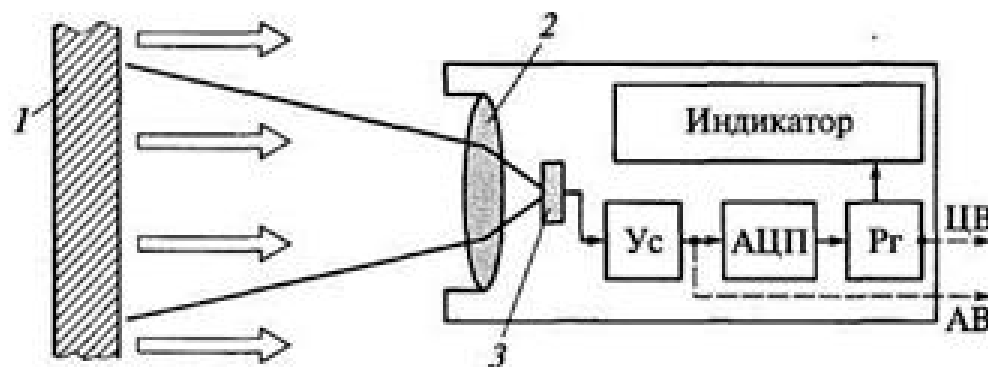
Закон смещения Вина $\lambda_{\text{max}} = 2.8 \frac{hc}{kT}$, т.е. максимум

Планковской кривой (спектральный максимум) располагается на

Пирометрия

Радиационный пирометр

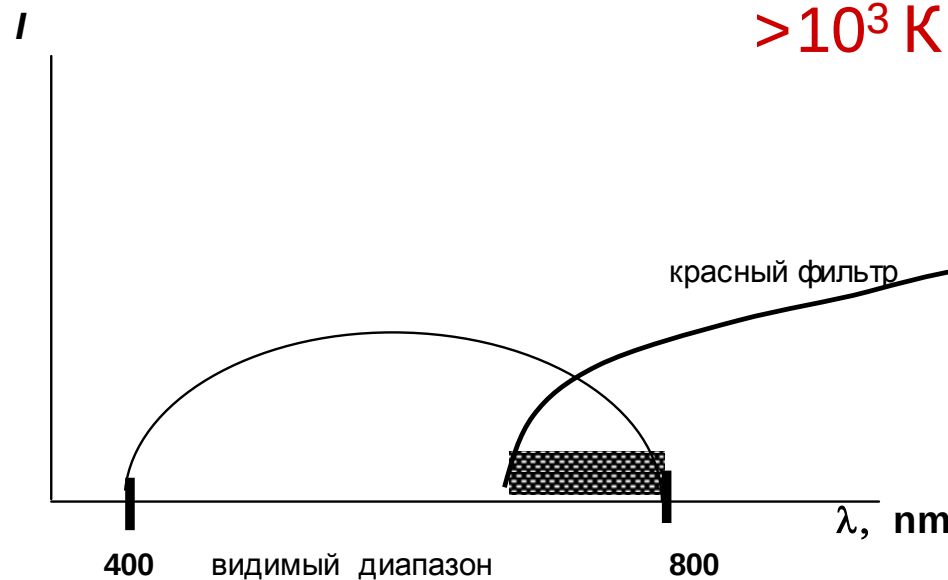
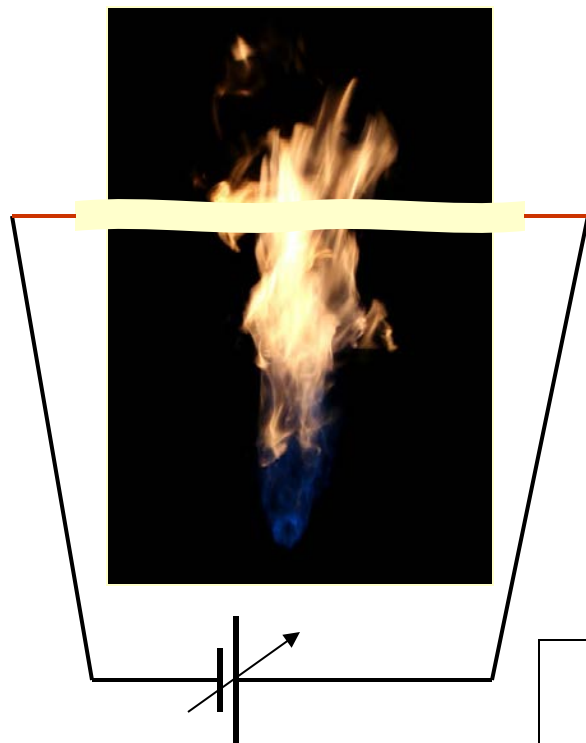
$T \geq 400\text{K}$



$$B = \frac{a\sigma T^4}{\pi}; \quad a\sigma T_{\text{учт}}^4 = \sigma T_{\text{рад}}^4; \quad T_{\text{учт}} = \frac{T_{\text{рад}}}{\sqrt[4]{a}}$$

Пирометрия

Яркостный пирометр



$$b_{\lambda} = \frac{C_1}{\pi \lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \cdot a_{\lambda}$$

$$\frac{C_1}{\pi \lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T_{\text{уст}}}} \cdot a_{\lambda} = \frac{C_1}{\pi \lambda^5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T_{\text{ярк}}}} \cdot ; \quad T_{\text{уст}} = \frac{T_{\text{ярк}}}{1 + \frac{\lambda T_{\text{ярк}}}{C_2} \ln a_{\lambda}}$$

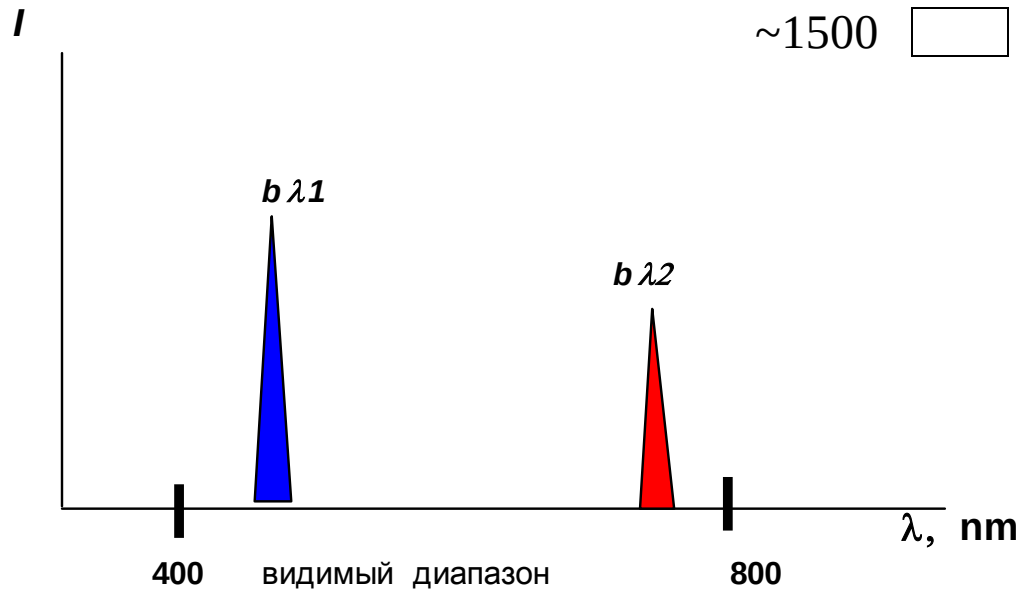
Пирометрия

Цветовой пирометр

~750	
~1100	
~1300	
~1500	

$$\frac{b_{\lambda 1}}{b_{\lambda 2}} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \cdot \exp\left[-\frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right]$$

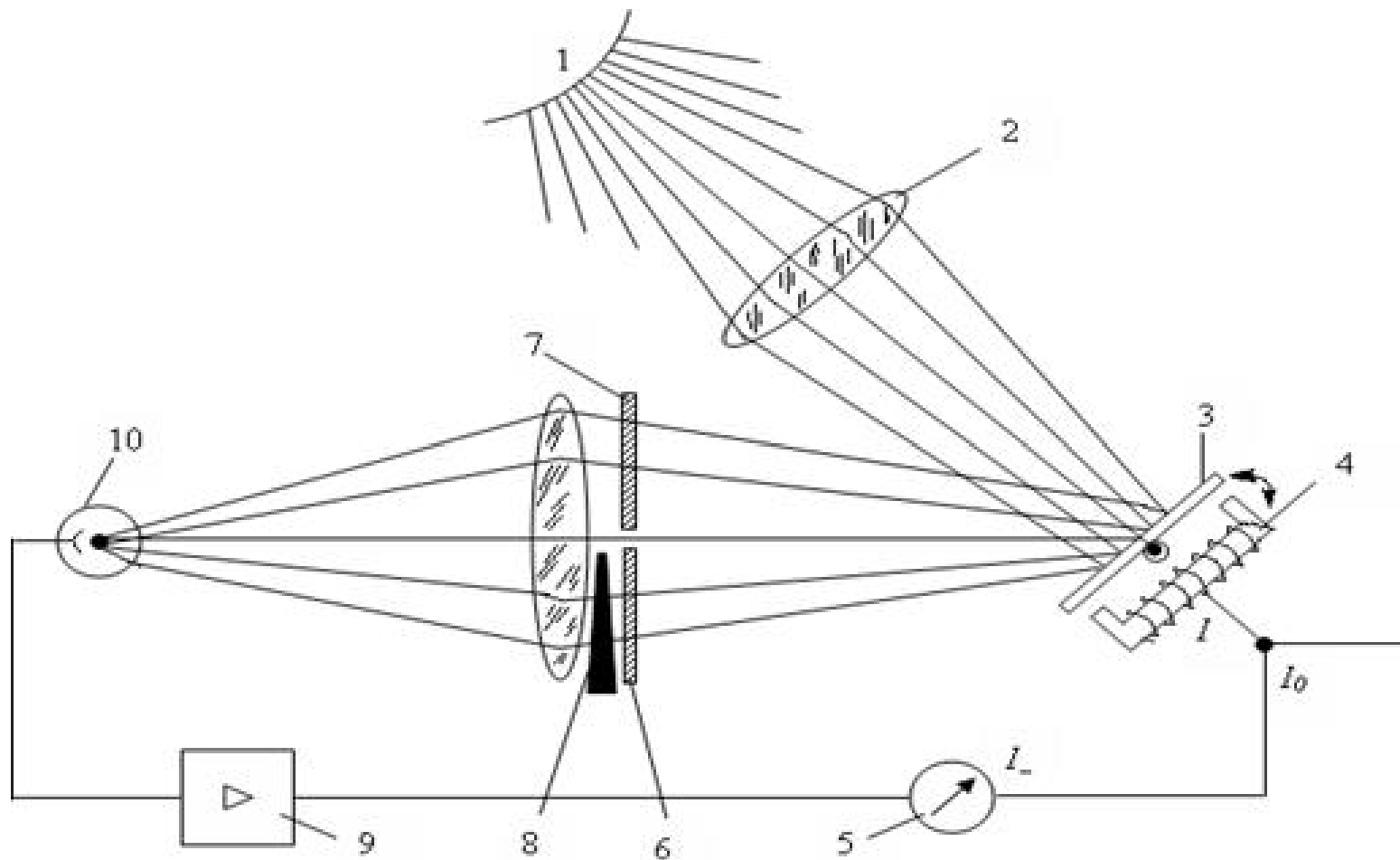
$$T = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}{\ln\left[\frac{b_{\lambda 1}}{b_{\lambda 2}} \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5\right]}$$



$$\frac{a_{\lambda 1}}{a_{\lambda 2}} \cdot \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \cdot \exp\left[-\frac{C_2}{T_{уст}} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right] = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \cdot \exp\left[-\frac{C_2}{T_{цвет}} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)\right]$$

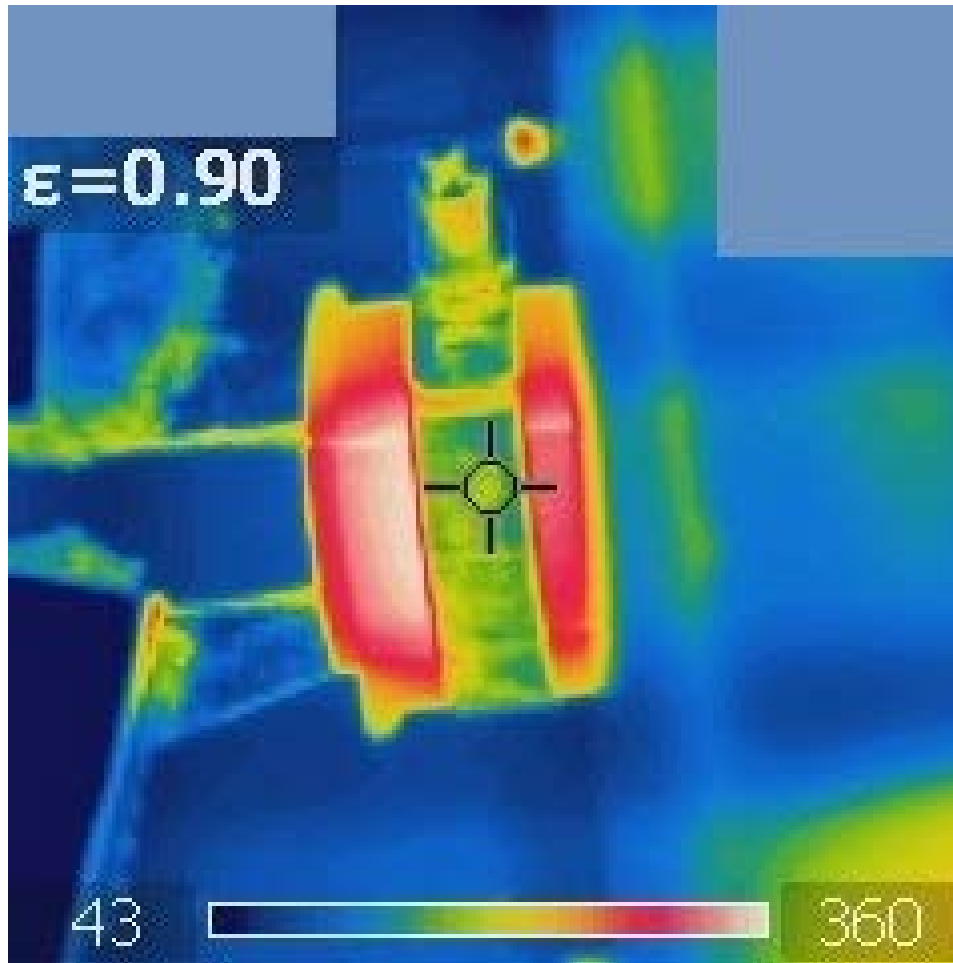
$$\frac{1}{T_{уст}} = \frac{1}{T_{цвет}} + \frac{\ln \frac{a_{\lambda 1}}{a_{\lambda 2}}}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right)}$$

Цветовой пирометр



1 – объект измерений; 2 - фокусирующая линза; 3 – колеблющееся зеркало; 4 – электромагнитный вибратор; 5 – амперметр; 6 – зеленый светофильтр; 7 – красный светофильтр; 8 - оптический клин; 9 – усилитель; 10 – фотоприемник.

Пирометрия



Материал с бoльшим значением *излучательной способности* будет казаться горячее. Керамический цилиндр выглядит более нагретым, чем его кубический контейнер (изготовлен из карбида кремния), хотя в действительности у них одинаковая температура.

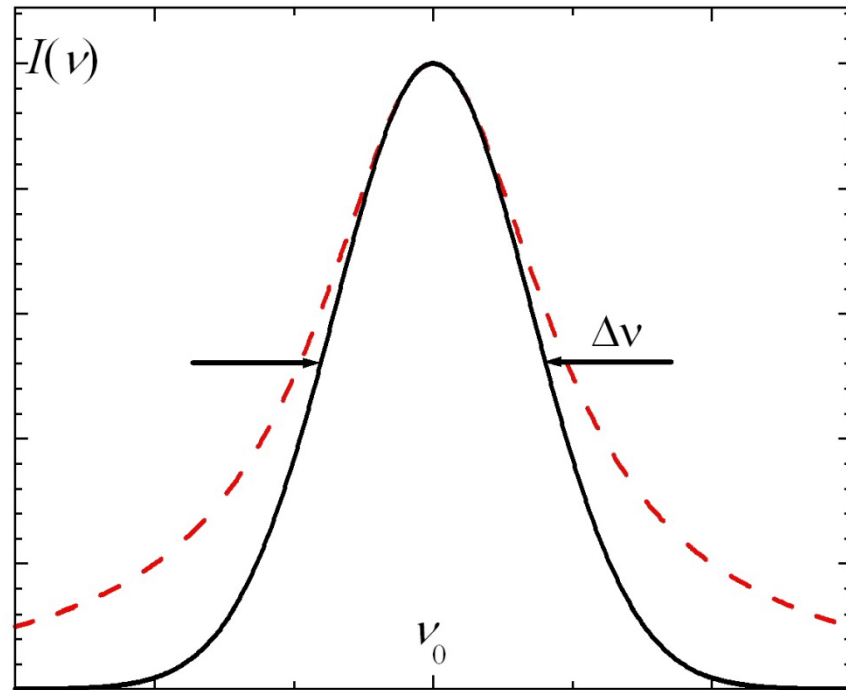
Для **пирометрии** есть определённая область применения, где преимущества ИК способа неоспоримы. Это объекты под напряжением, движущиеся и вращающиеся компоненты, предметы небольших размеров и объекты с низкими значениями теплоёмкости и теплопроводности. В последнем случае малопригодны контактные измерения, т.к. зонд датчика изменяет температурное поле контролируемого объекта, полученные значения являются слишком заниженными, а время измерения — чересчур велико. ИК метод измерения — неинерционный, а значит можно контролировать температуру при быстропротекающих процессах, температуру движущегося конвейера и т.д. ИК метод - бесконтактный, а значит можно сохранять стерильность продукта при контроле.

Доплеровское уширение

$$\frac{\Delta \nu}{\nu_0} = \frac{u_x}{c}$$

$$dN(u_x) = N \frac{m^{1/2}}{(2\pi kT)^{1/2}} \exp\left(-\frac{m}{2kT} u_x^2\right) du_x$$

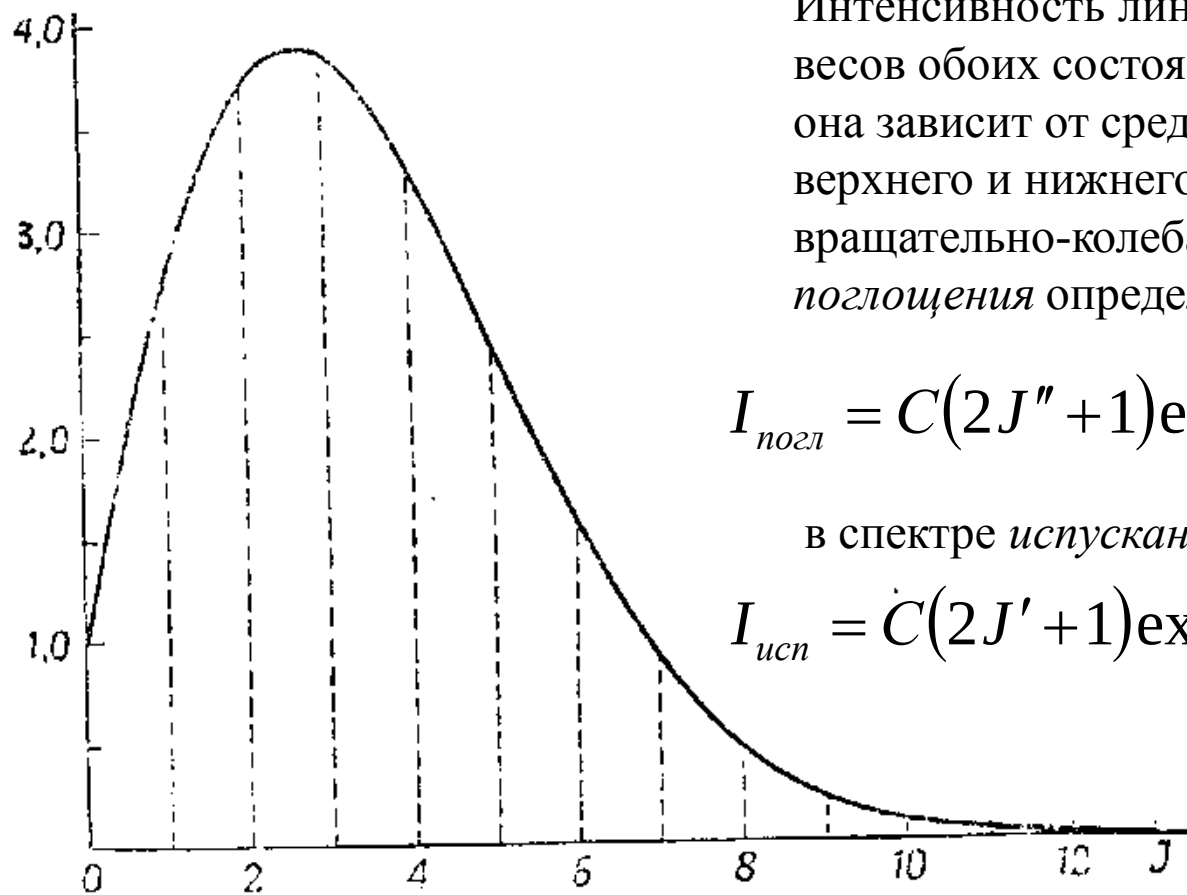
$$I(\nu) = I_0 \exp\left[-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0}\right)^2\right]$$



$$\frac{(\Delta \nu)_{1/2}}{\nu_0} = 7.16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

здесь используются следующие
размерности $[T] = \text{K}$, $[\mu] = \text{г/моль}$.

ЗАСЕЛЕННОСТЬ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ



Интенсивность линий (зависит от статистических весов обоих состояний – начально и конечного, она зависит от среднего значения $(2J+1)$ для верхнего и нижнего состояний) вращательных или вращательно-колебательных полос в спектре поглощения определяются выражением:

$$I_{\text{погл}} = C(2J'' + 1) \exp(-B''J''(J'' + 1)hc/kT)$$

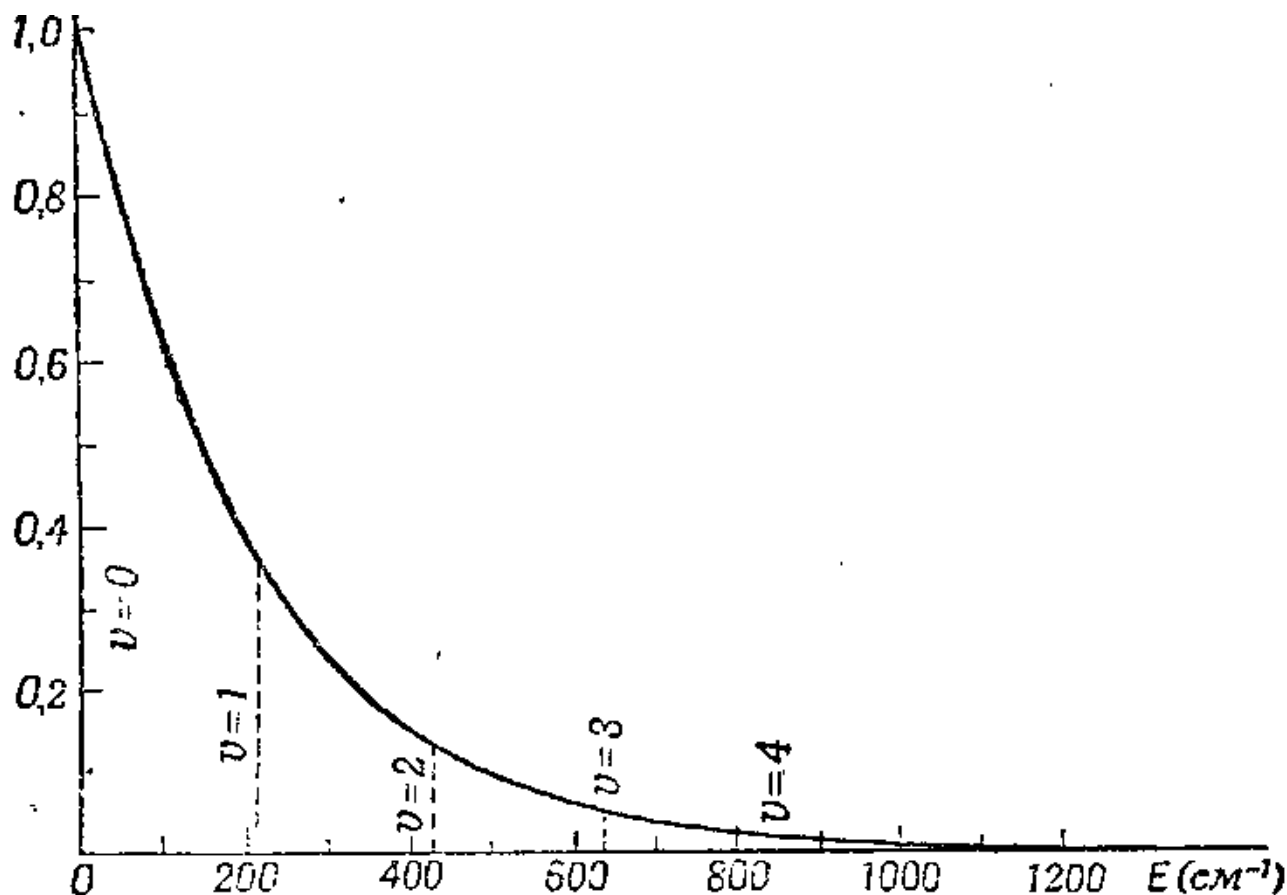
в спектре *испускания*:

$$I_{\text{исп}} = C'(2J' + 1) \exp(-B'J'(J' + 1)hc/kT)$$

Фиг. 56. Тепловое распределение вращательных состояний для $T = 300^\circ \text{K}$ и $B = 10,44 \text{ см}^{-1}$ (т. е. для HCl в основном состоянии).

Кривая изображает зависимость функции $(2J+1) e^{-BJ(J+1)hc/kT}$ от J . Проведенные пунктиром ординаты дают относительную частоту появления соответствующих вращательных состояний.

Тепловое распределение колебательных состояний



Фиг. 55. Функция Больцмана и тепловое распределение колебательных состояний.

Кривая дает зависимость функции $e^{-E/kT}$ от E для $T = 300^\circ \text{K}$ (E в cm^{-1}). Проведенные пунктиром ординаты соответствуют колебательным состояниям молекулы J_2 .

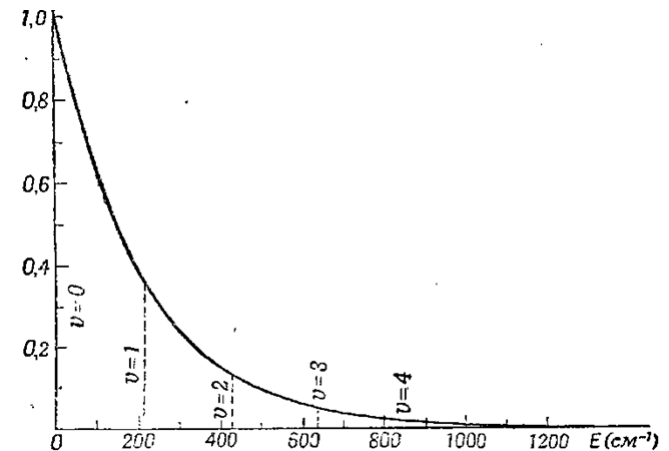
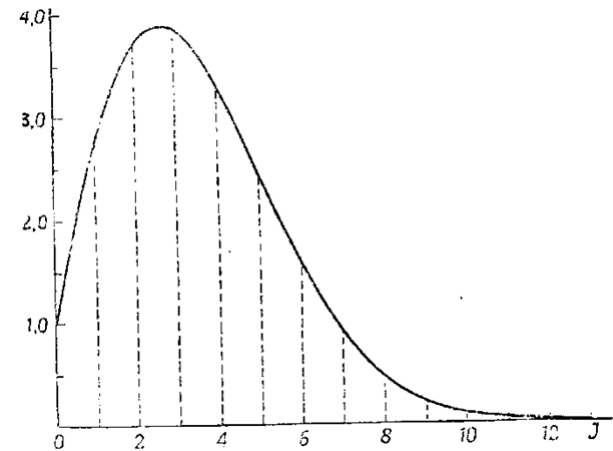
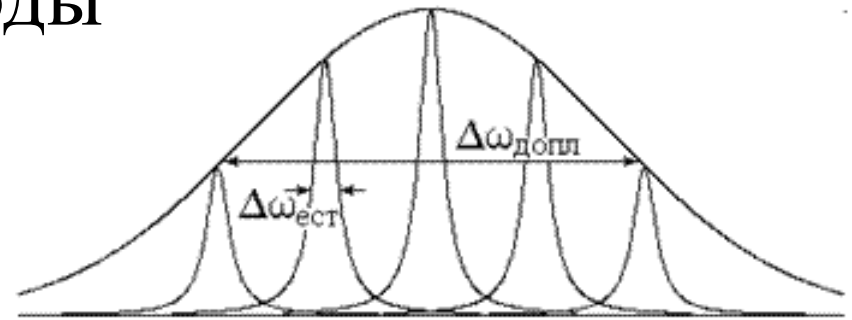
Запас энергии в соответствующих степенях свободы

$$\frac{(\Delta\nu)_{1/2}}{\nu_0} = 7.16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{\Gamma_{\text{пост}}}{\mu}}$$

здесь используются следующие размерности $[T] = \text{K}$, $[\mu] = \text{г/моль}$.

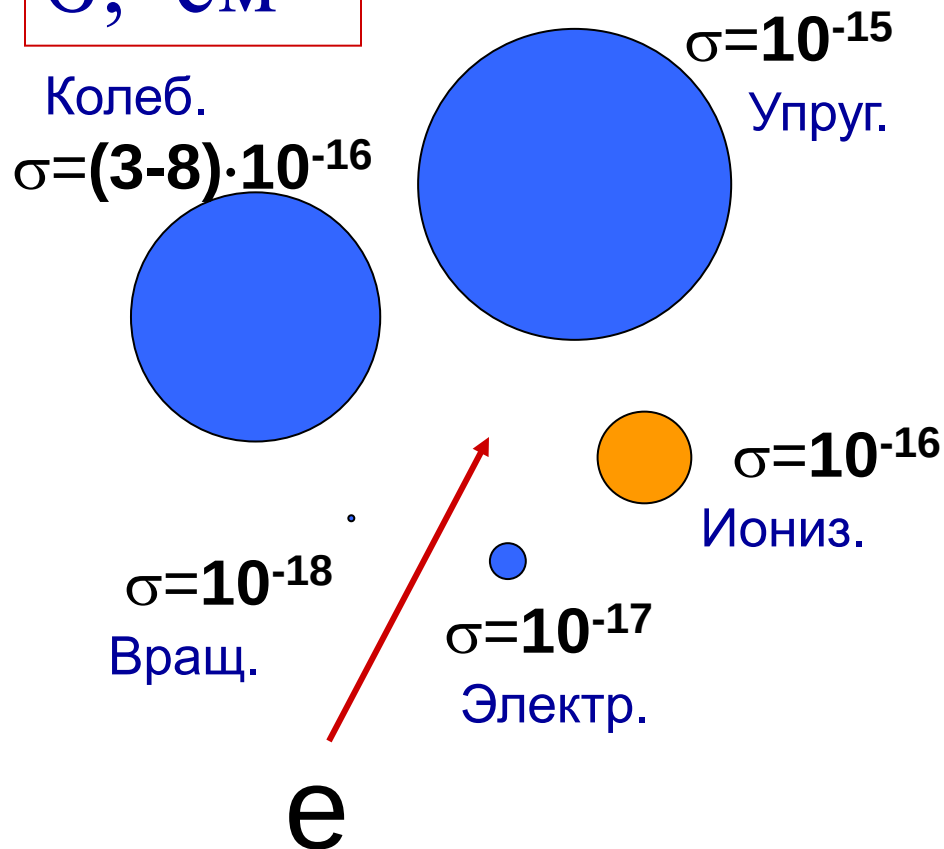
$$N_J / N_0 = (2J + 1) \exp(-E_J / kT_{\text{вр}})$$

$$n_v / n_0 = \exp(-E_v / kT_{\text{кол}})$$

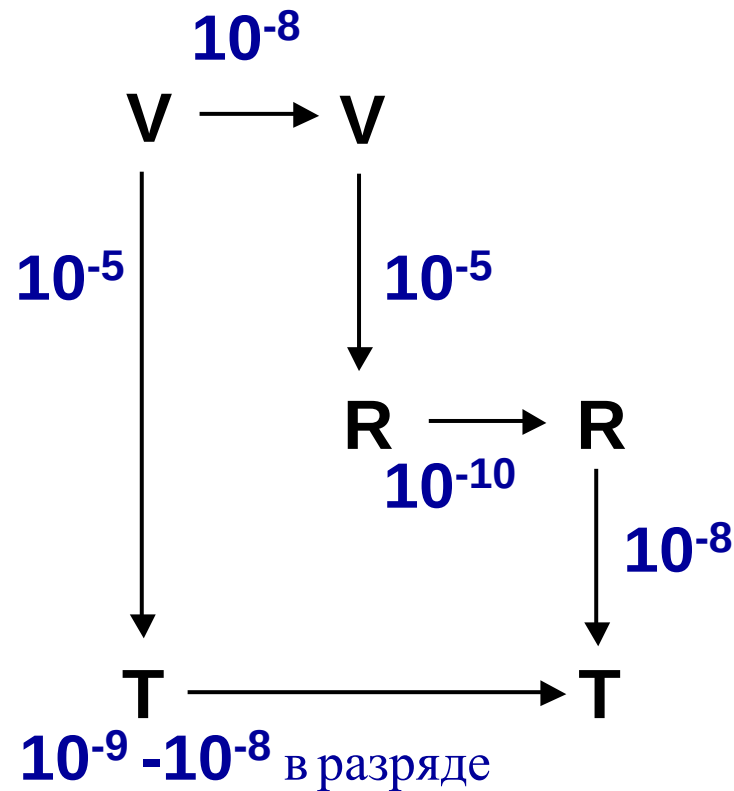


Неравновесная плазма: $T_e \neq T_i$

σ , см²



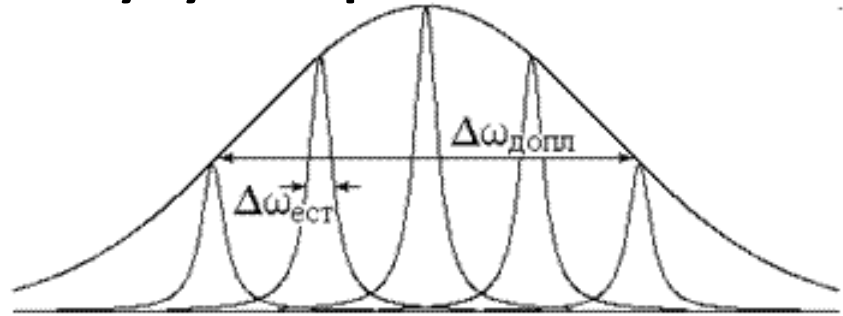
τ , сек



10^{-14} ; 10^{-12} для эл. и ион. соотв. в
тв. теле при лазерном нагреве

Определение температуры по Доплеровскому уширению

$$mv^2/2 = 3/2 kT$$



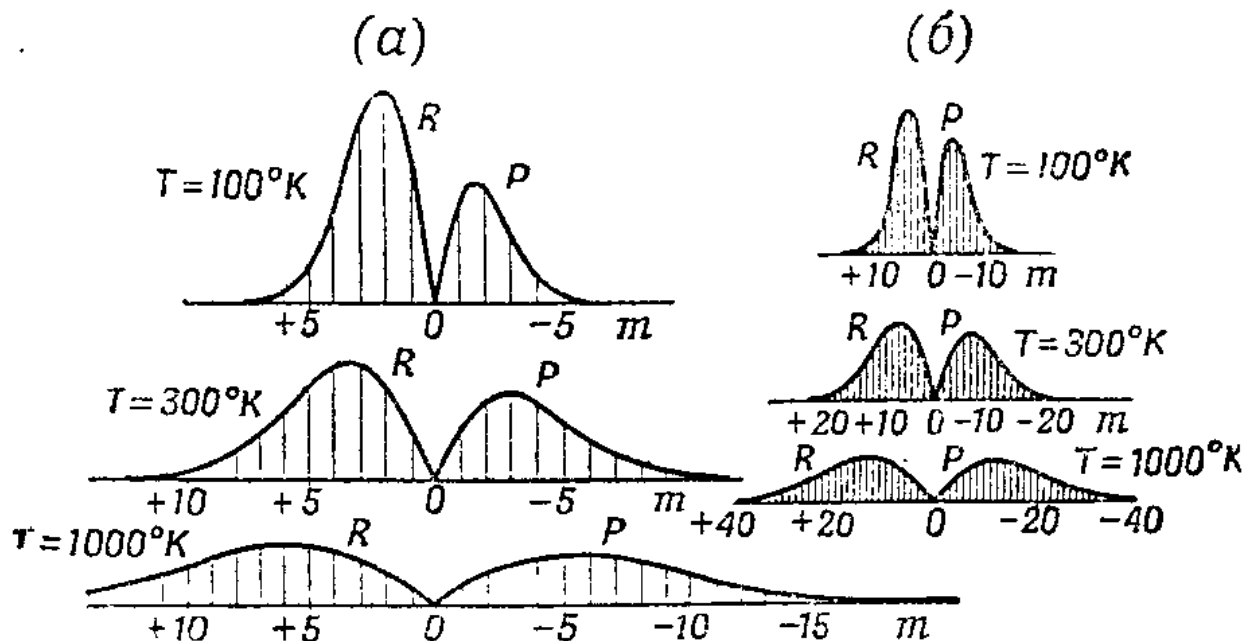
$$\frac{(\Delta\nu)_{1/2}}{\nu_0} = 7.16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

здесь используются следующие
размерности $[T] = \text{K}$, $[\mu] = \text{г/моль}$.

$$\lambda_{\text{Fe}} = 677.4 \text{ нм}, \quad \Delta\lambda = 0.0053 \text{ нм}$$

$$T = \left(\frac{53 \cdot 10^{-4}}{677 \cdot 7.16 \cdot 10^{-7}} \right)^2 \cdot 57 = 5700 \text{ K}$$

Определение температуры по структуре колебательно-вращательного спектра



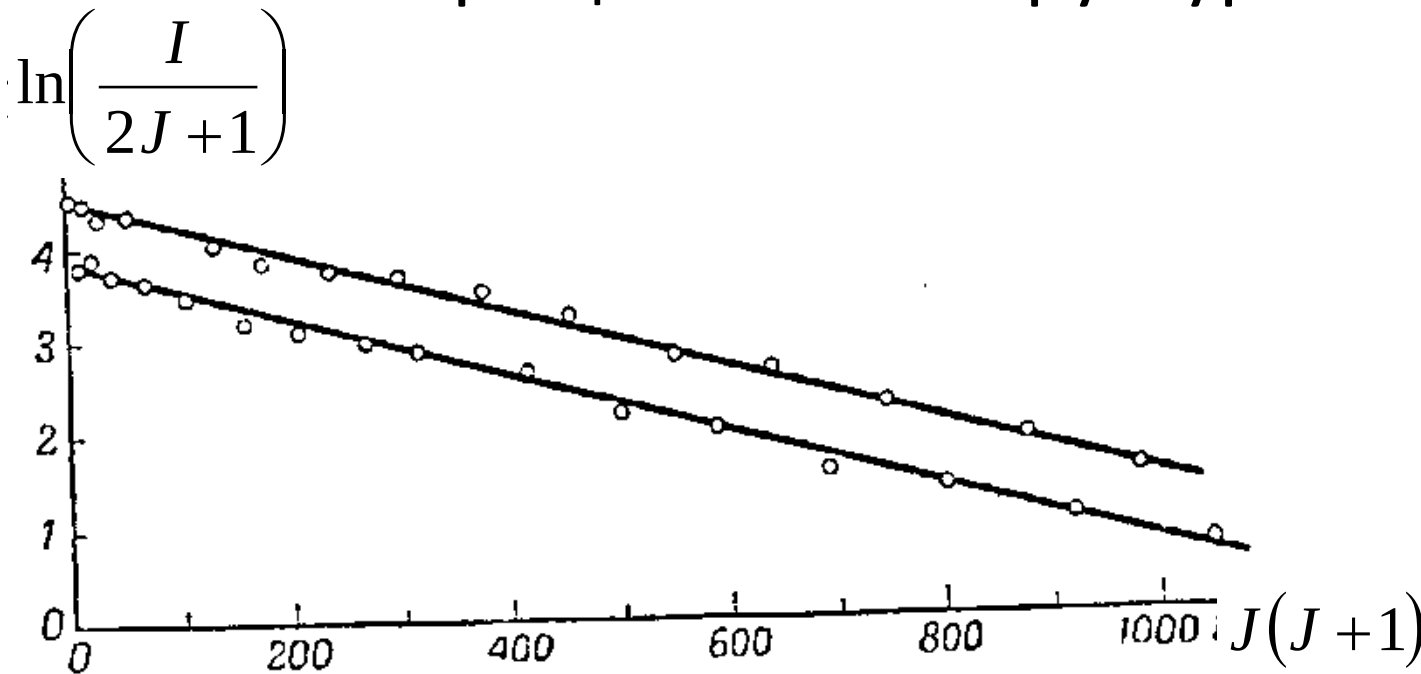
Фиг. 57. Распределение интенсивности во вращательно-колебательных полосах поглощения при 100° К, 300° К и 1000° К.

(а) — для $B = 10,44 \text{ см}^{-1}$ (HCl); (б) — для $B = 2 \text{ см}^{-1}$.

Шкала длин волн (ось абсцисс) одинакова для всех диаграмм. Расстояние между линиями соответствует тому случаю, когда постоянная B одинакова в верхнем и нижнем состояниях. m — порядковый номер линий (см. стр. 84). Длины волн растут слева направо.

$$N_j \sim (2J + 1) \exp(-E_j/kT) \quad J_{\max} = \sqrt{kT/2hcB} - 1/2$$

Определение температуры по вращательной структуре спектра



Видно, насколько хорошо сохраняется тепловое распределение интенсивности в большой части случаев электрического разряда

$$I = C(2J + 1)\exp(-BJ(J + 1)hc/kT)$$

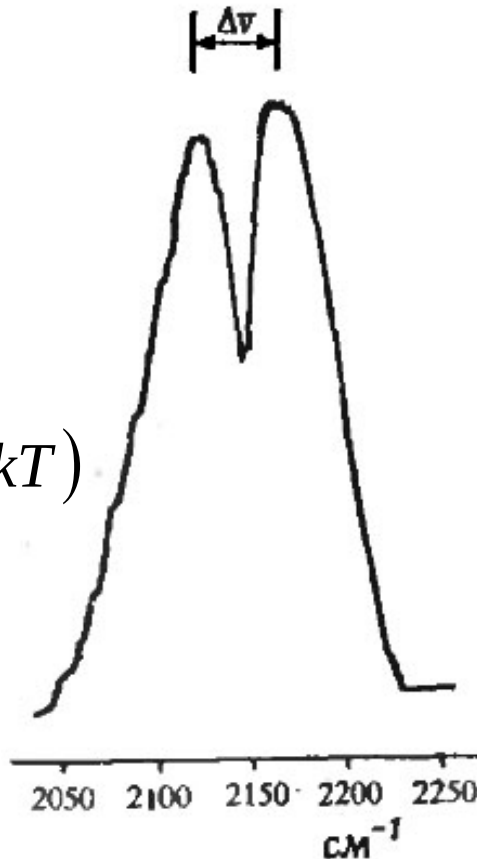
$$\ln\left(\frac{I}{2J + 1}\right) = \ln C - \frac{BJ(J + 1)hc}{kT}$$

Определение температуры по колебательно-вращательному спектру в случае неразрешенной вращательной структуры

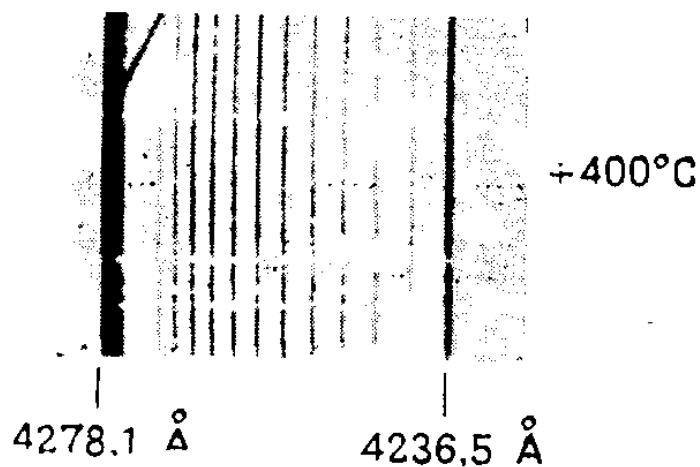
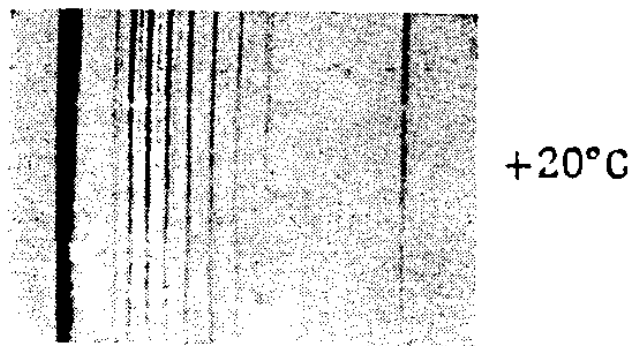
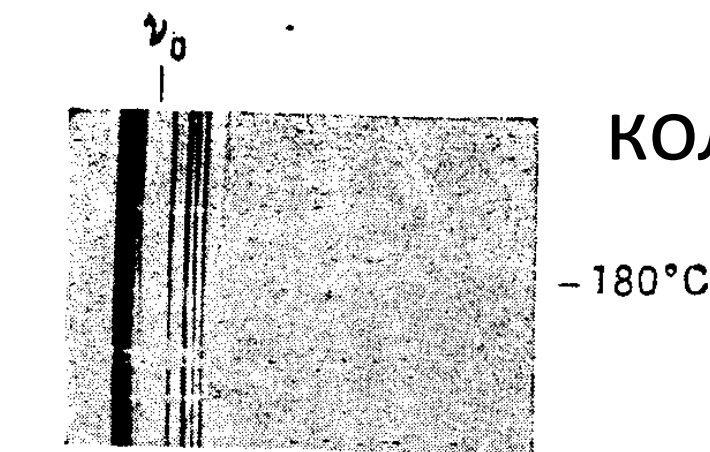
$$J_{\max} = \sqrt{kT/2hcB} - 1/2$$

$$\Delta\bar{\nu} \approx \sqrt{8kTB/hc}$$

$$N_J/N_0 = (2J+1)\exp(-E_J/kT)$$



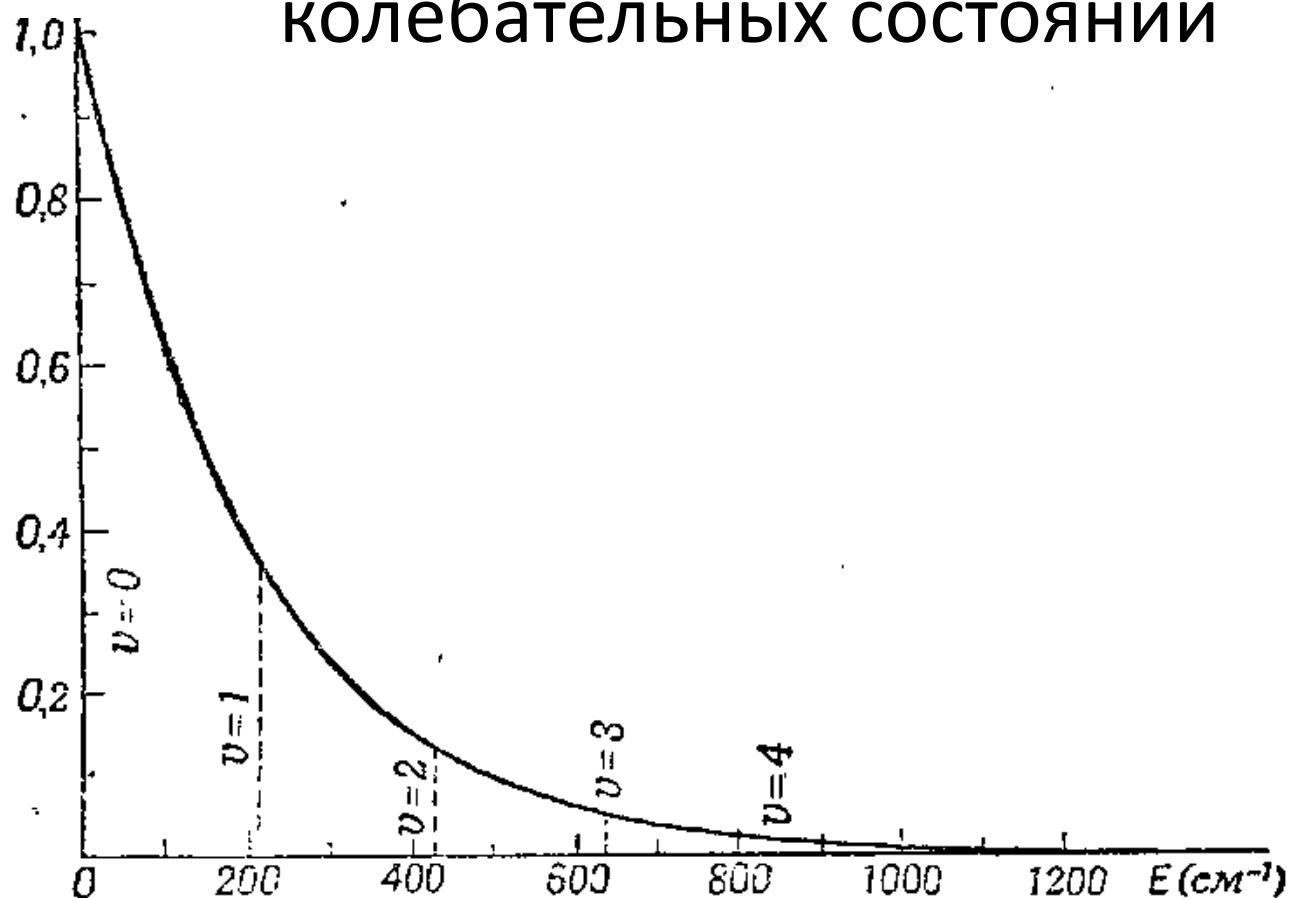
Структура электронно-колебательно-вращательного спектра на пленке



Фиг. 26. Распределение интенсивности в тонкой структуре полосы N_2^+ λ 4278,1 Å при -180° С, 20° С и 400° С (безэлектродный разряд).

Ветвь P разрешена неполностью, а ветвь R — полностью. На репродукции слабые линии, лежащие между интенсивными линиями (чередование интенсивности, см. текст), можно видеть только вблизи максимума интенсивности. Кант другой полосы системы лежит при 4236,5 Å.

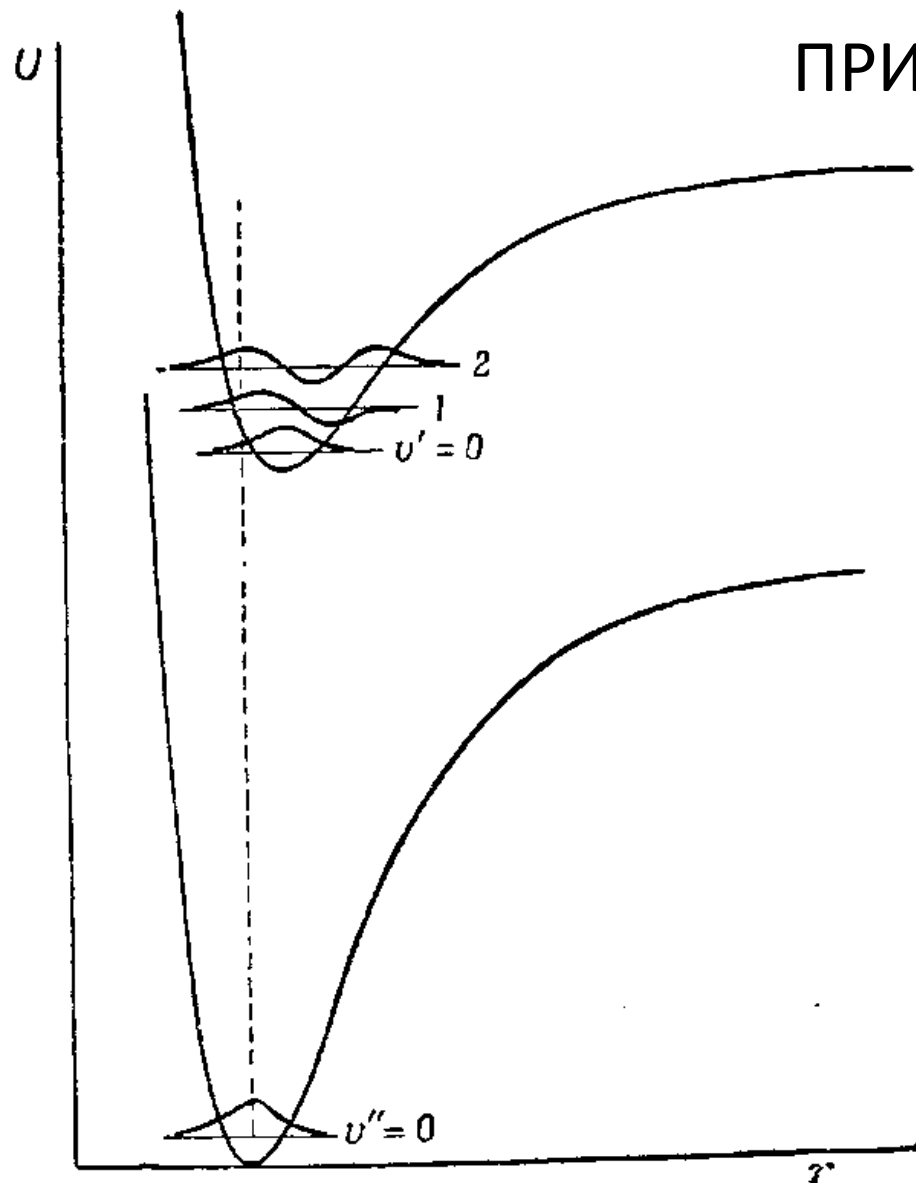
Тепловое распределение заселенности колебательных состояний



Фиг. 55. Функция Больцмана и тепловое распределение колебательных состояний.

Кривая дает зависимость функции $e^{-E/kT}$ от E для $T = 300^\circ \text{K}$ (E в cm^{-1}). Проведенные пунктиром ординаты соответствуют колебательным состояниям молекулы J_2 .

ПРИНЦИП ФРАНКА-КОНДОНА



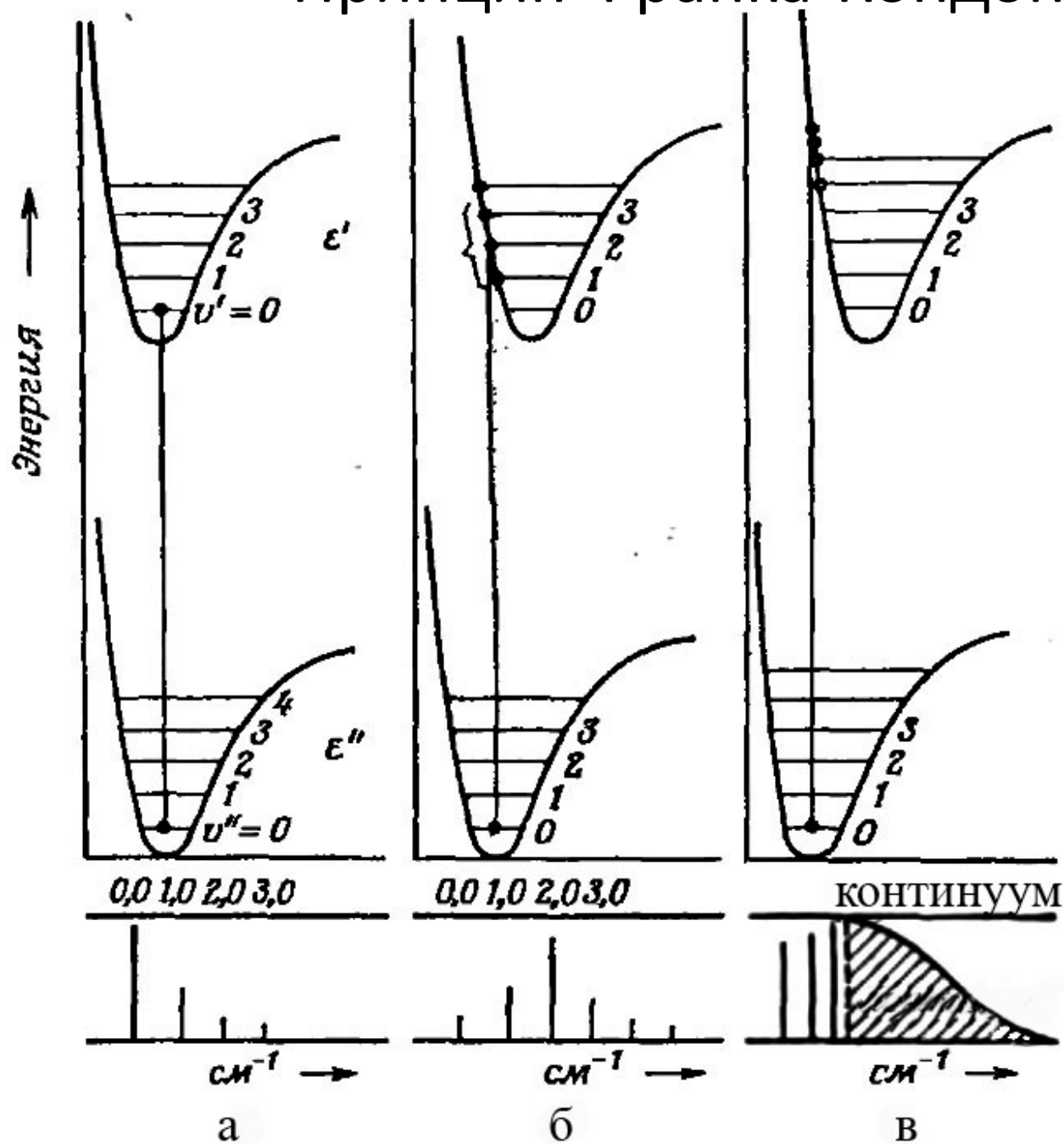
$$t_{\text{эл}} = 10^{-15} \text{ с}$$

$$t_{\text{кол}} = 10^{-12} - 10^{-10} \text{ с}$$

Фиг. 84. Квантово-механическая трактовка принципа Франка — Кондона.

Потенциальные кривые нарисованы так, что „наилучшее“ перекрытие собственных функций имеет место при $v' = 2$, $v'' = 0$ (пунктирная вертикальная линия).

Принцип Франка-Кондона



ФАКТОРЫ ФРАНКА-КОНДОНА

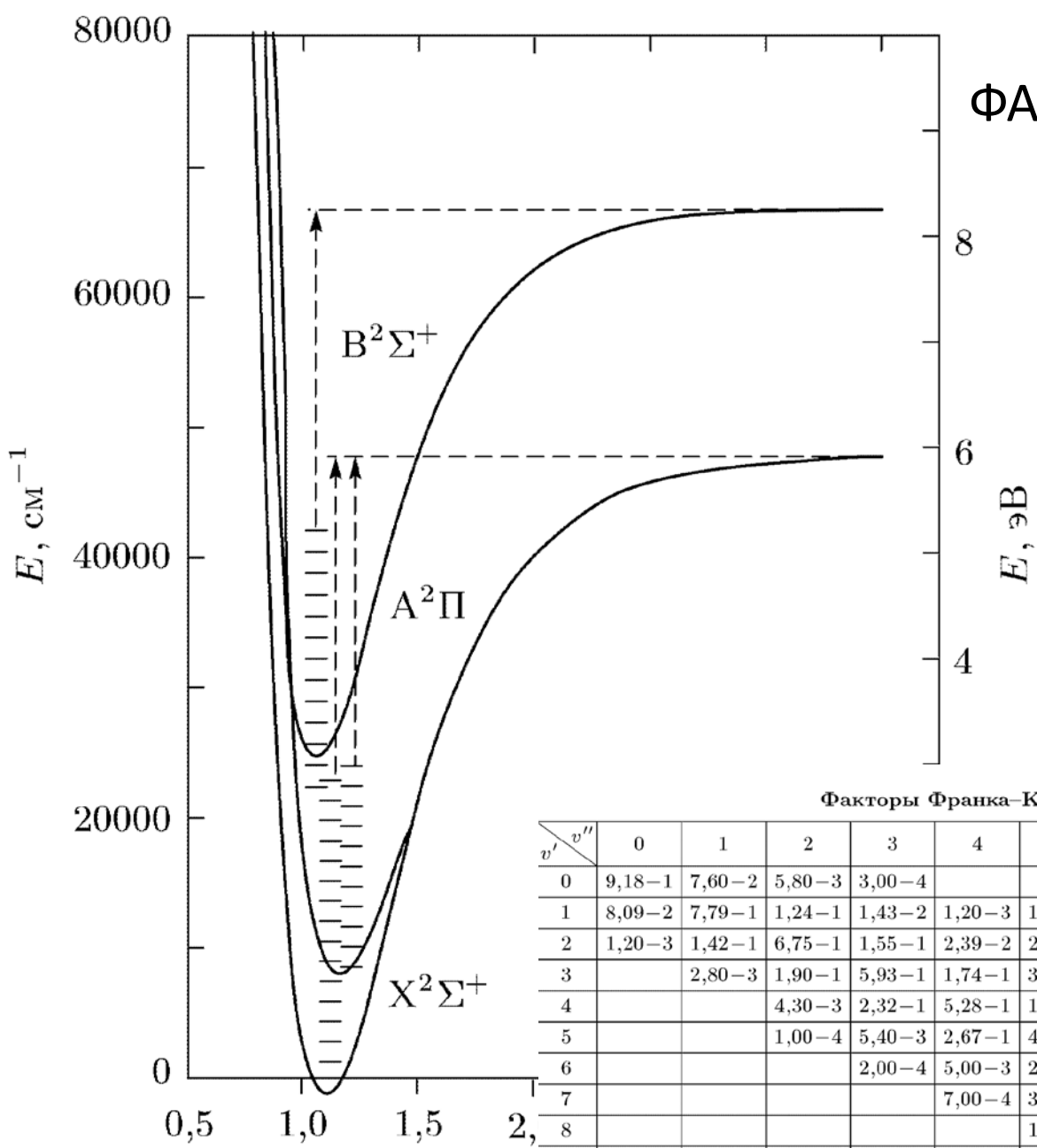


Таблица П.4.17

Факторы Франка-Кондона для перехода B²Σ⁺-X²Σ⁺

$v' \backslash v''$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0	9,18-1	7,60-2	5,80-3	3,00-4									
1	8,09-2	7,79-1	1,24-1	1,43-2	1,20-3	1,00-4							
2	1,20-3	1,42-1	6,75-1	1,55-1	2,39-2	2,60-3	2,00-4						
3		2,80-3	1,90-1	5,93-1	1,74-1	3,42-2	4,60-3	5,00-4	1,00-4				
4			4,30-3	2,32-1	5,28-1	1,82-1	4,52-2	7,10-3	1,00-3	1,00-4			
5			1,00-4	5,40-3	2,67-1	4,84-1	1,78-1	5,54-2	9,70-3	1,70-3	3,00-4		
6				2,00-4	5,00-3	2,93-1	4,58-1	1,64-1	6,39-2	1,23-2	2,40-3	4,00-4	1,00-4
7					7,00-4	3,20-3	3,09-1	4,55-1	1,42-1	7,08-2	1,41-2	3,10-3	5,00-4
8						1,70-3	9,00-4	3,12-1	4,75-1	1,15-1	7,66-2	1,48-2	3,70-3
9							3,10-3	1,00-4	2,96-1	5,18-1	8,15-2	8,28-2	1,35-2
10								5,00-3	5,00-3	2,54-1	5,80-1	4,95-2	9,01-2
11									6,70-3	2,04-2	1,90-1	6,45-1	2,27-2
12									3,00-4	6,40-3	4,81-2	1,13-1	6,97-1

Рис. П.4.24. Потенци

Определение температуры по слабо разрешенной вращательной структуре и колебательной секвенции $\nu' - \nu'' = 0$ электронного перехода

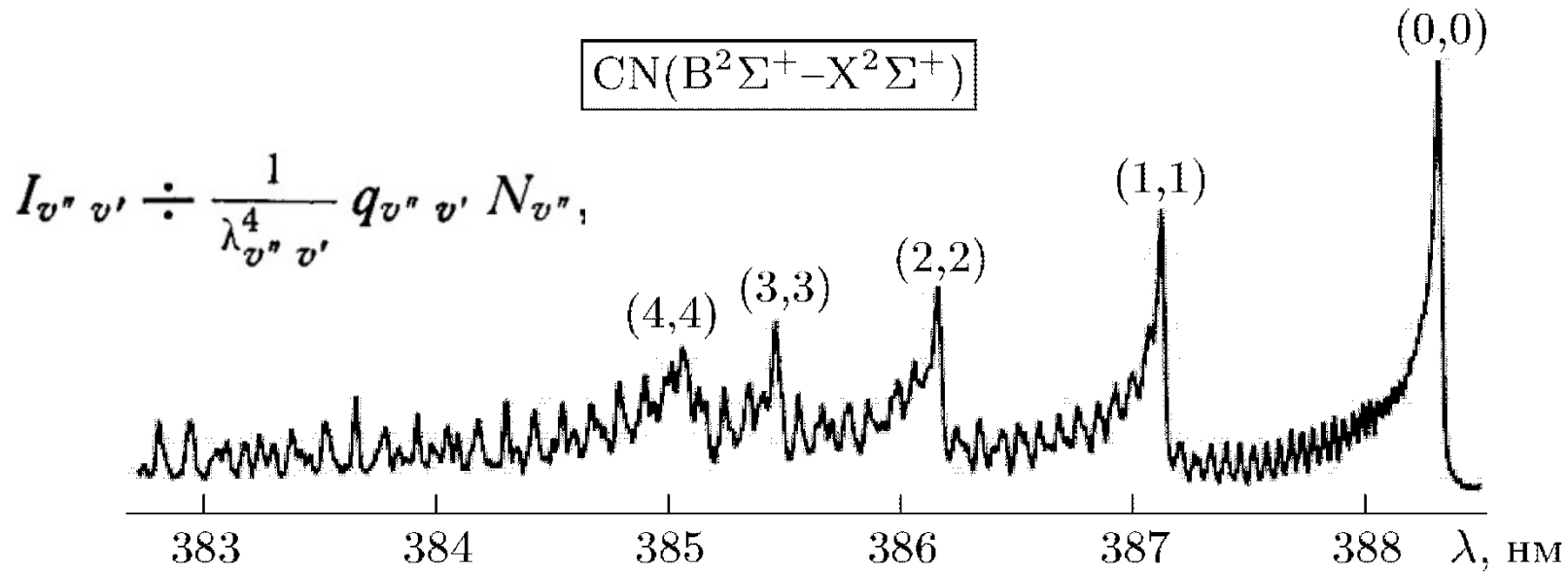


Рис. П.4.25. Колебательная секвенция в спектре фиолетовых полос CN. Свечение искры лазерного пробоя

На рис. П.4.25 показан спектр колебательной секвенции $\nu' - \nu'' = 0$ со слабо разрешенной вращательной структурой. Спектр получен при регистрации свечения искры лазерного пробоя. Значения колебательной и вращательной температур ~ 8000 К.

Электронная температура холодной разреженной плазмы

Зонд Ленгмюра (1928)

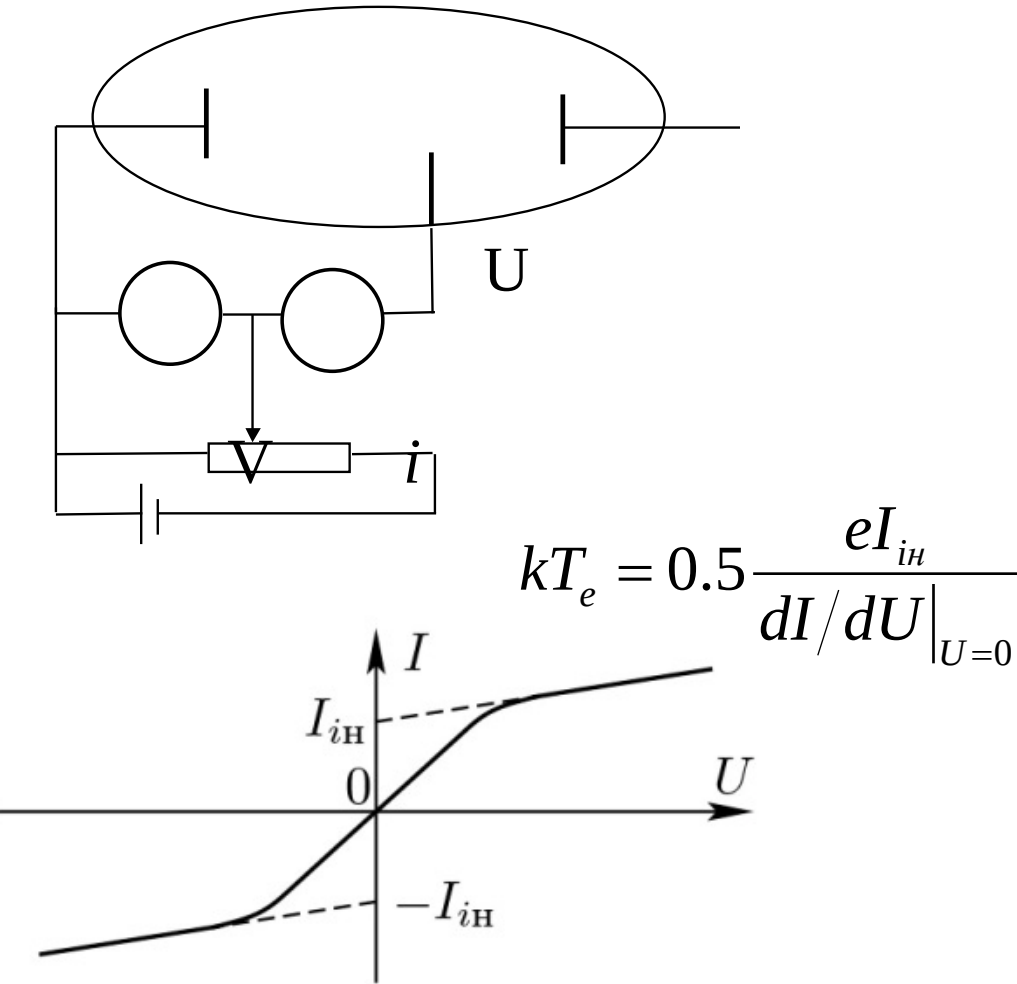
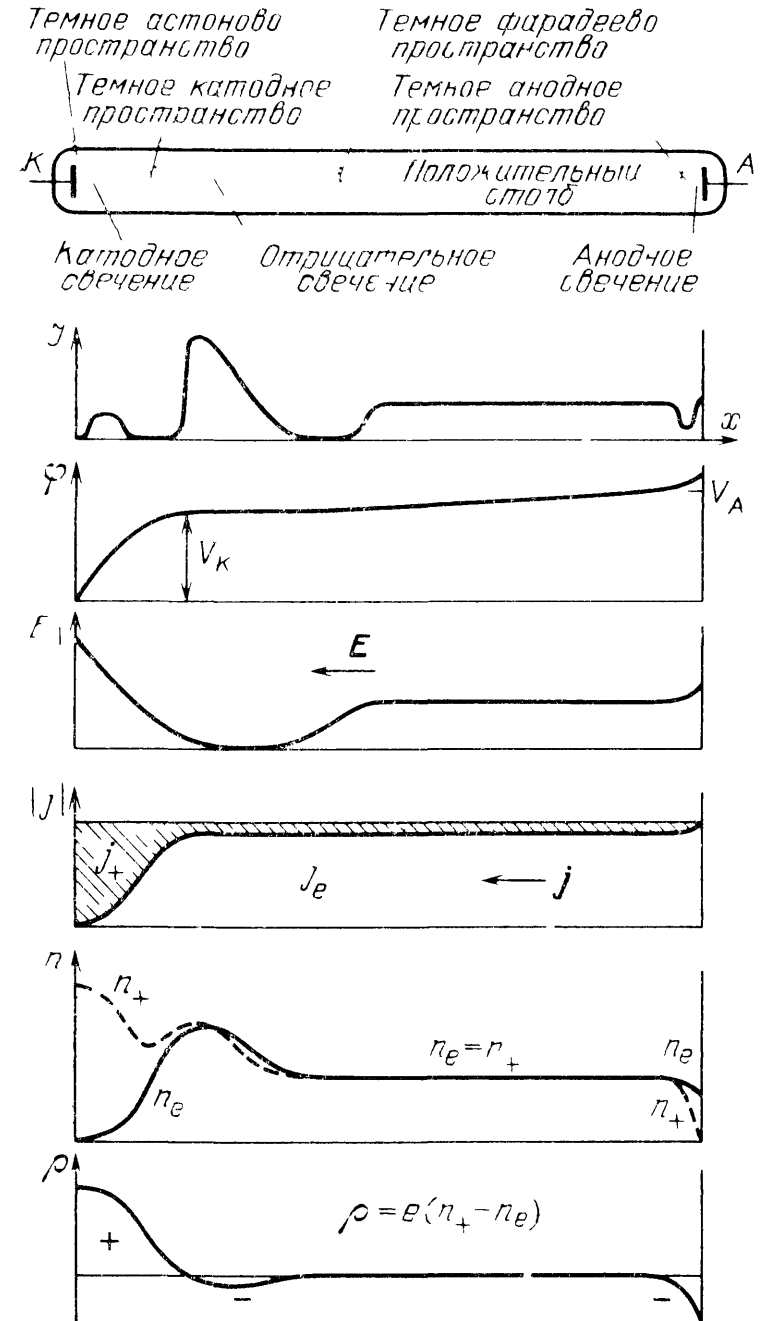


Рис. В.12. Вольт-амперная характеристика двойного зонда



Замечания

$$\Delta\varepsilon = \delta \frac{3}{2} k(T_e - T_i)$$

$$\delta = \frac{2m_e}{M_i}$$

$$\Delta\varepsilon = Ee \frac{1}{2} \frac{Ee}{m_e} \tau^2$$

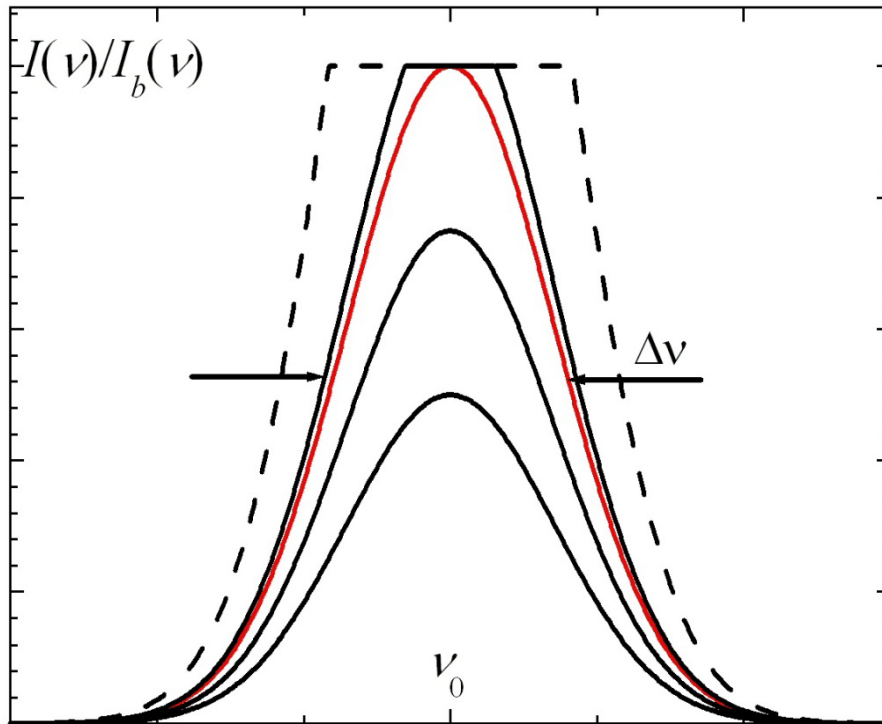
$$\tau = \frac{\lambda}{v_{T_e}} = \lambda \sqrt{\frac{m_e}{3kT_e}}$$

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ БЕЗКОНТАКТНЫМИ МЕТОДАМИ

Увеличение уширения спектральных линий при переходе от оптически тонкой к оптически плотной плазме

$$\frac{(\Delta\nu)_{1/2}}{\nu_0} = 7.16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{\mu}}$$

здесь используются следующие
размерности $[T] = \text{K}$, $[\mu] = \text{г/моль}$.



УВЕЛИЧЕНИЕ УШИРЕНИЯ ПРИ УВЕЛИЧЕНИИ ПЛОТНОСТИ

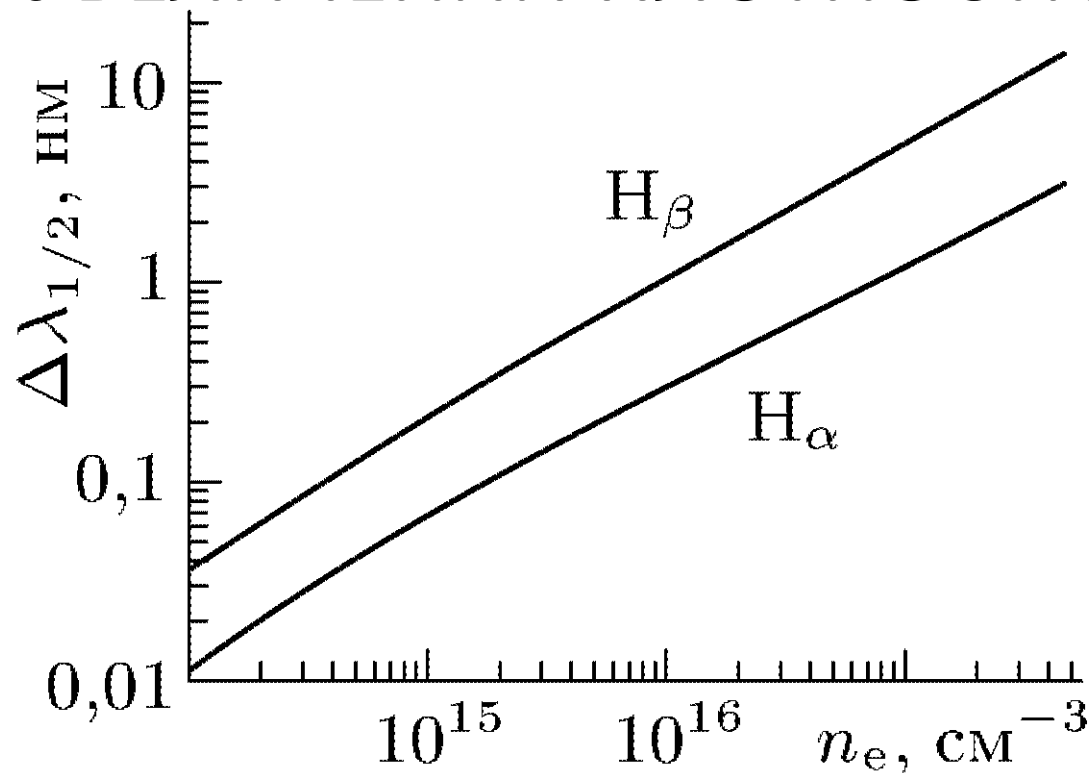
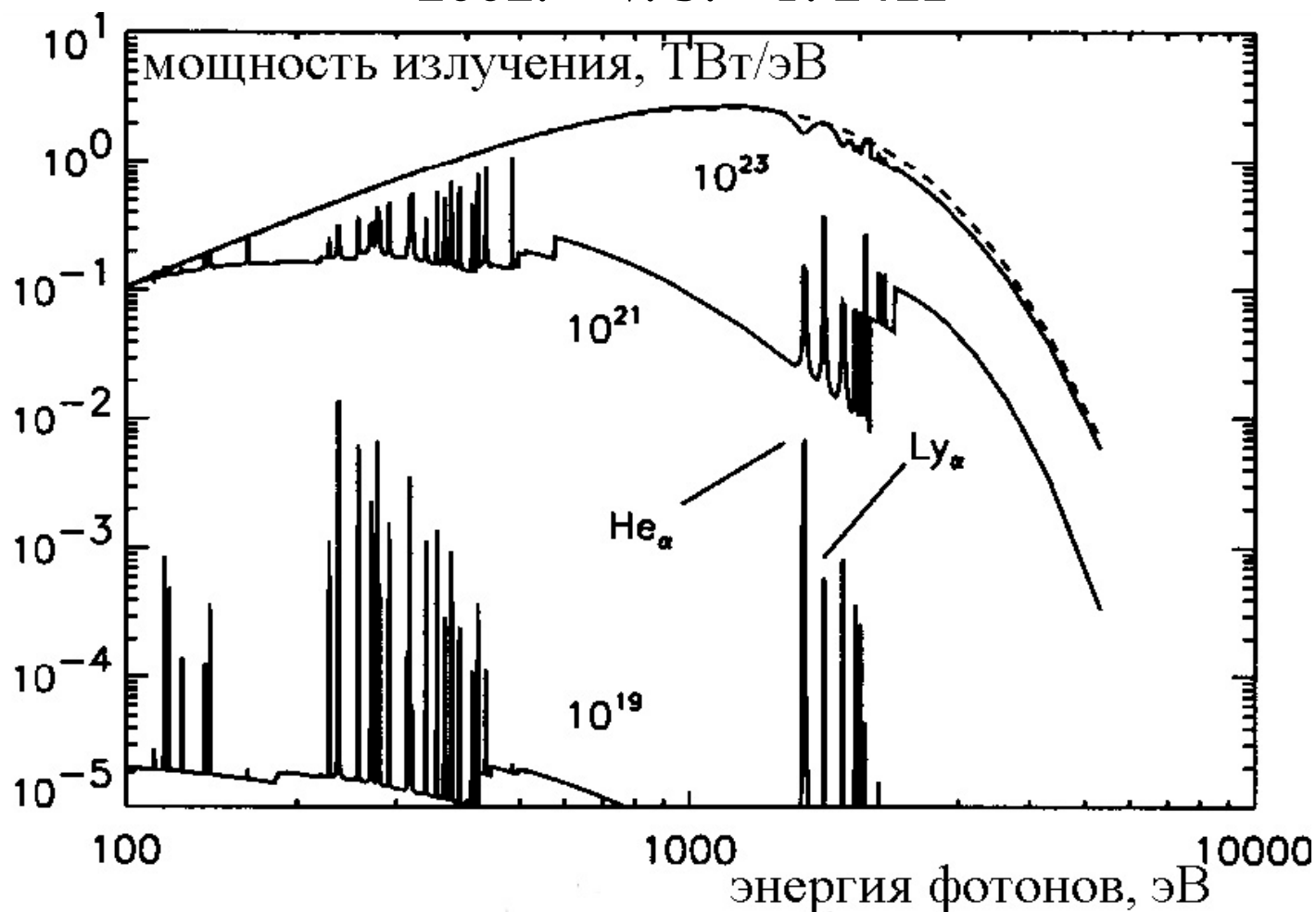
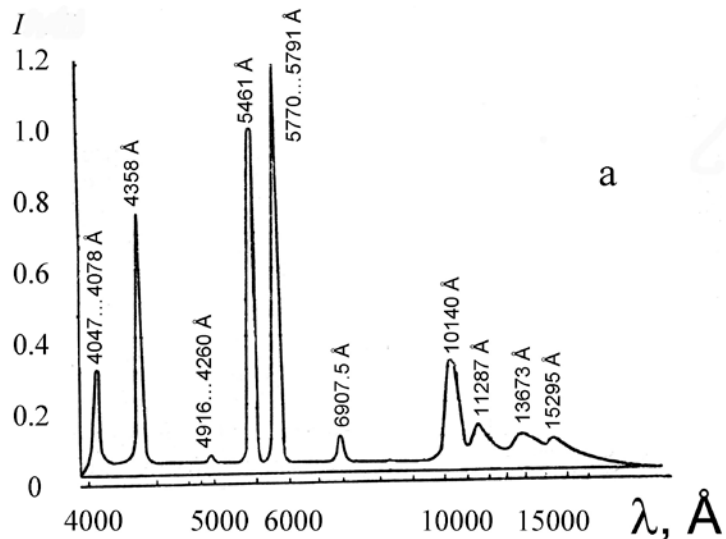


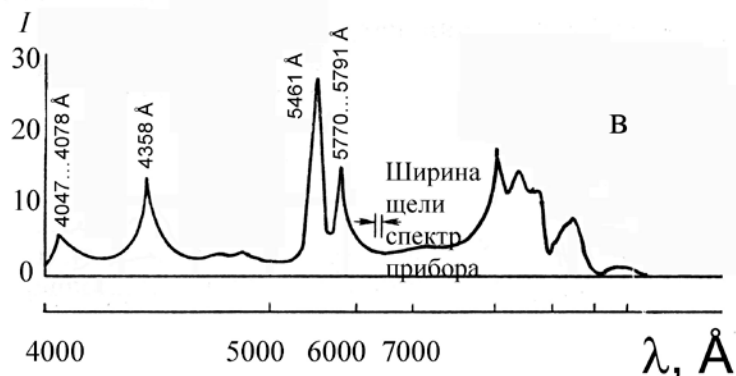
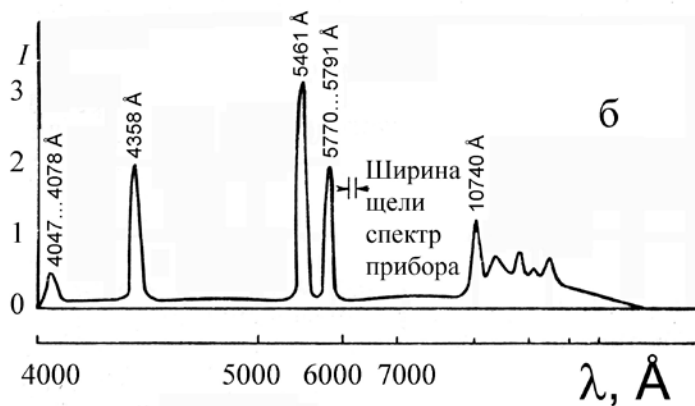
Рис. 7.5. Зависимость ширины на полувысоте линий H_α и H_β от плотности электронов. Температура заряженных частиц $2 \cdot 10^4$ К

Расчетные спектры, излучаемые цилиндром (длиной 2 см, диаметром 3 мм), состоящим из плазмы алюминия при постоянной плотности и температуре. Штриховой линией показан спектр излучения черного тела для таких же размеров и температуры (рисунок взят из статьи J.P. Apruzese et.al. // Physics of Plasmas. – 2002. – V. 9. – P. 2411





Относительное распределение интенсивностей в спектрах ртутных ламп при давлении паров ртути а) 1 атм, б) 20 атм и в) 130 атм.



Учет реабсорбции при определении температуры

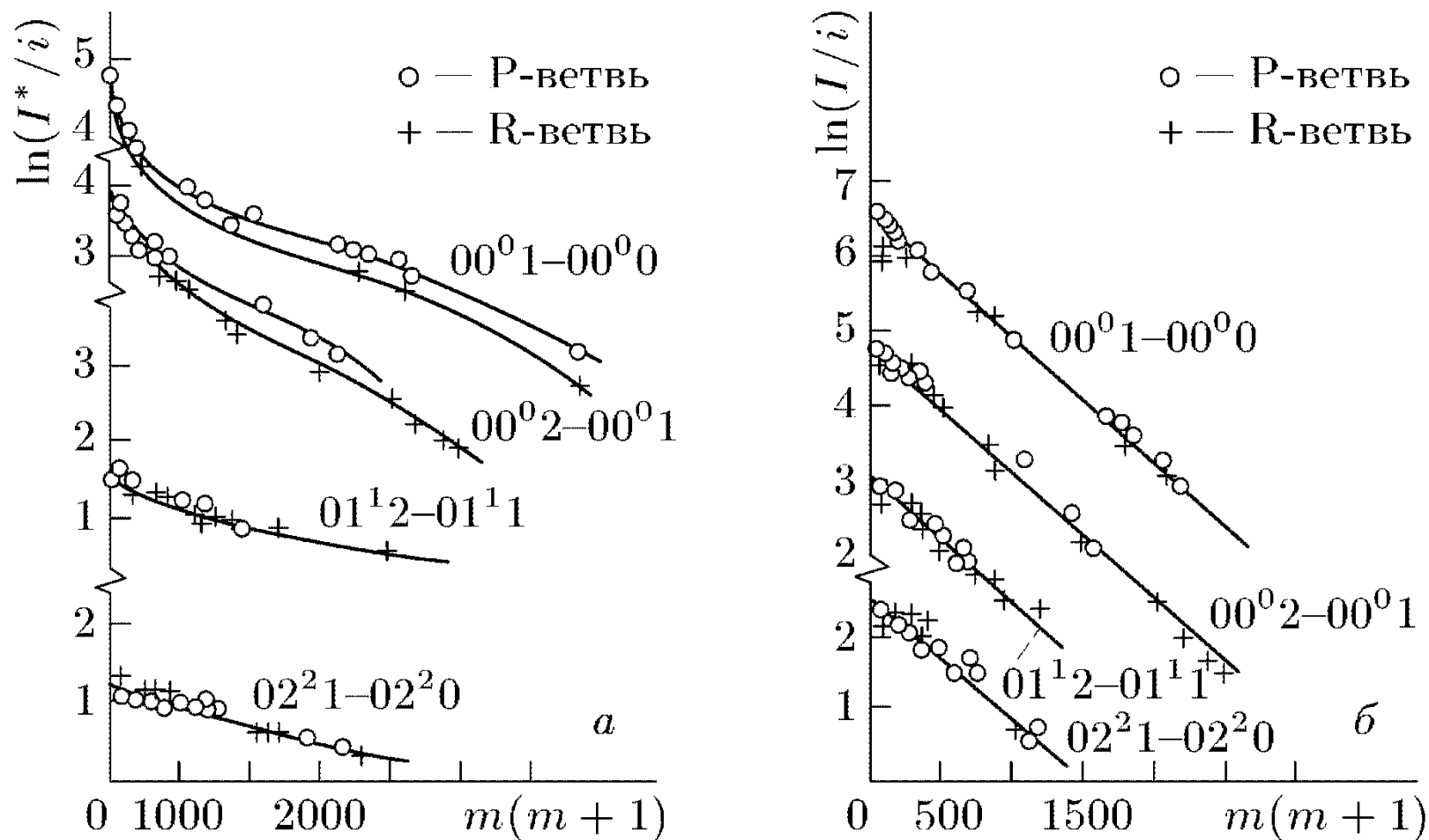


Рис. 4.30. Интенсивности во вращательной структуре ИК полос N_2O [77, 78]:
 а — эксперимент; б — обработка с учетом реабсорбции

наклоны используются для определения $T_{вр}$
 (полоса $02^2 1-02^2 0$ дает значение $T_{вр} = 475$ K)

Определение газовой температуры при наличии параллельных каналов возбуждения вращений молекул

$$T_h(t) - T = [T_h(t=0) - T] \exp(-t/\tau)$$

T_h – температура «горячих» молекул
 $\tau = 10^{-6} - 10^{-5} \text{с}$ – характерное время релаксаций под влиянием столкновений при $P \sim 50 \text{ Торр}$

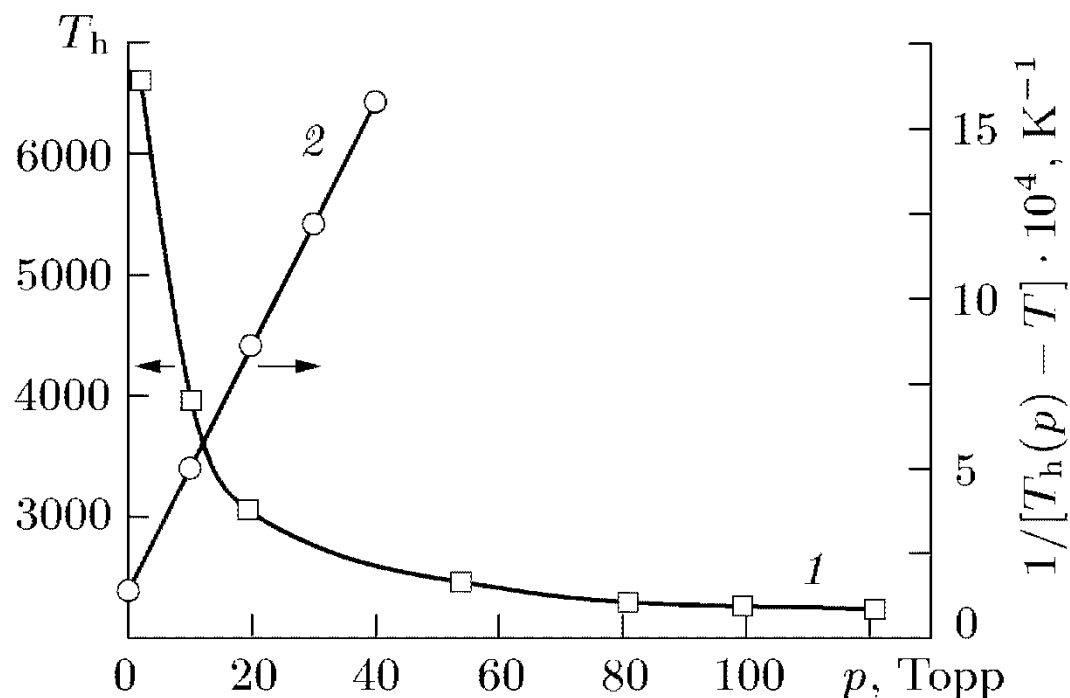


Рис. 4.23. Влияние столкновений на вращательную температуру

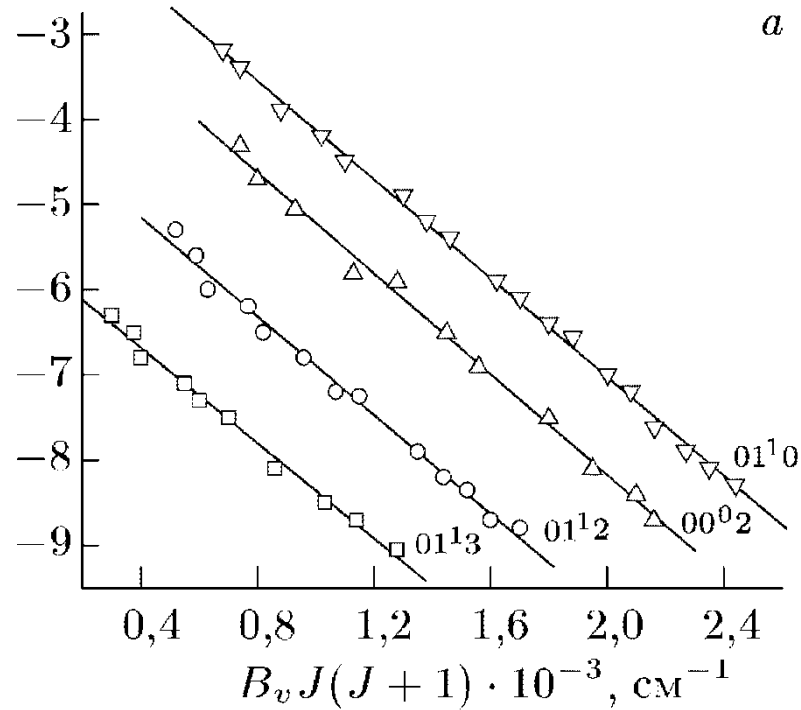
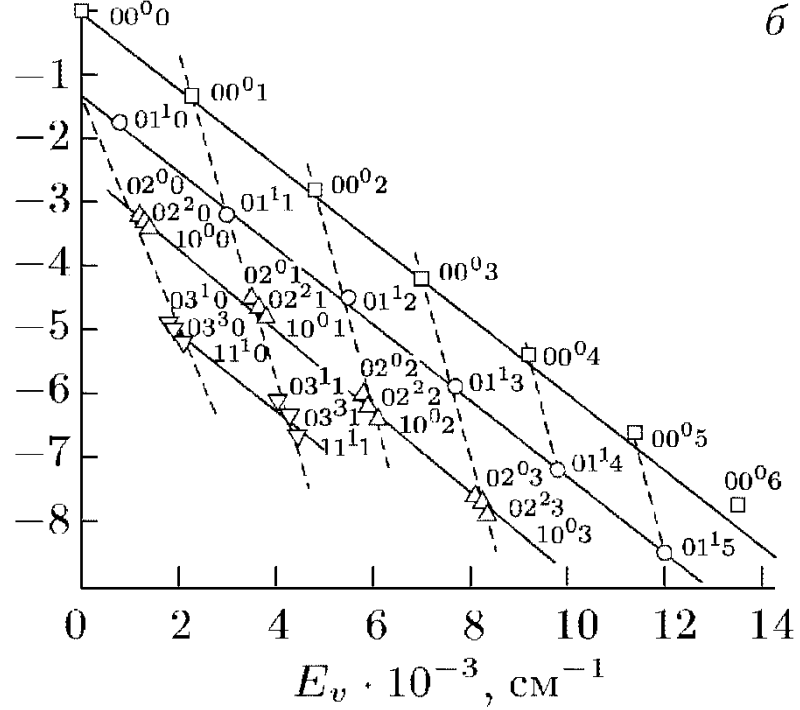
$\ln(n_{v_1 v_2 v_3, J} / n_{00^0 0, 0})$

 $\ln(N_{v_1 v_2 v_3} / N_{00^0 0})$
a

б

Рис. 4.26. Распределения молекул CO_2 по уровням на оси разряда в капилляре из керамики BeO , диаметр 2 мм. Смесь $\text{CO}_2\text{--N}_2\text{--He}(1:1:8)$, давление 60 Торр, ток 9 мА: *а*—вращательные распределения в различных колебательных состояниях; *б*—колебательные распределения

Рис. *а* демонстрирует больцмановские распределения молекул по вращательным уровням с температурой $T_{\text{вр}} = 530 \pm 10$ К, что совпадает со значением газовой температуры, определенной независимо. Из рис. 4.26, *б* видно наличие двух колебательных температур. Одна из них определяется наклоном штриховых прямых, проведенных через точки, обозначающие заселенности уровней, отличающихся последовательно на один квант симметричных или деформационных колебаний. Эта температура совпадает с вращательной и газовой, что говорит о тесной связи этих типов колебаний с поступательным движением. Другая колебательная температура (сплошные прямые) определяется относительными заселенностями колебательных уровней, отличающихся на квант антисимметричных колебаний $T_3 = 2040 \pm 20$ К.

Неравновесность в твердом теле

Время максвеллизации электронов при воздействии лазерного импульса на твердое вещество $\sim 10^{-14}$ с

В соответствии с теоретическими исследованиями время передачи энергии от электрона решетке при быстром нагреве составляет для большинства металлов, находящихся в конденсированном состоянии, $\tau \sim 10^{-12}$ с, эти данные подтверждаются экспериментальными исследованиями при воздействии на вещество фемтосекундного лазерного импульса.

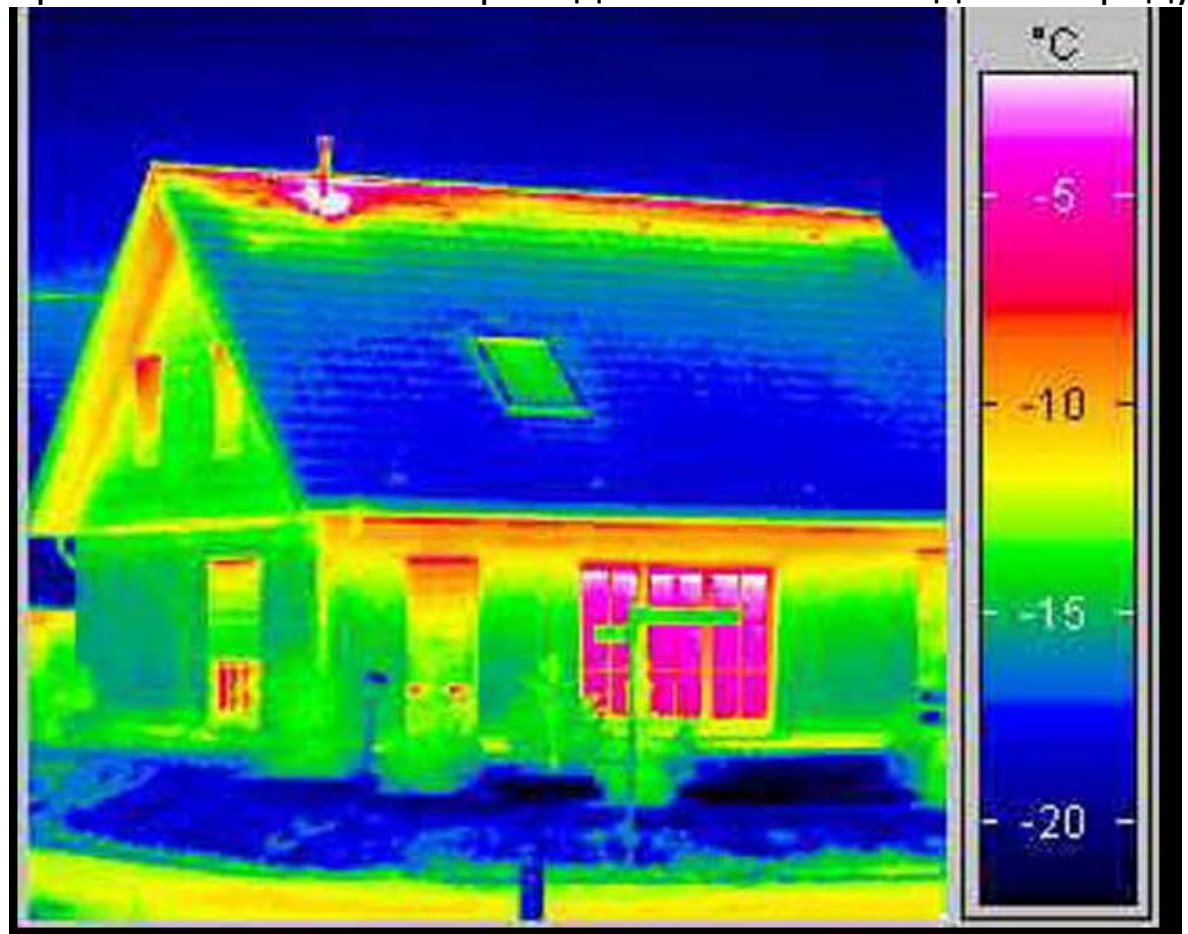
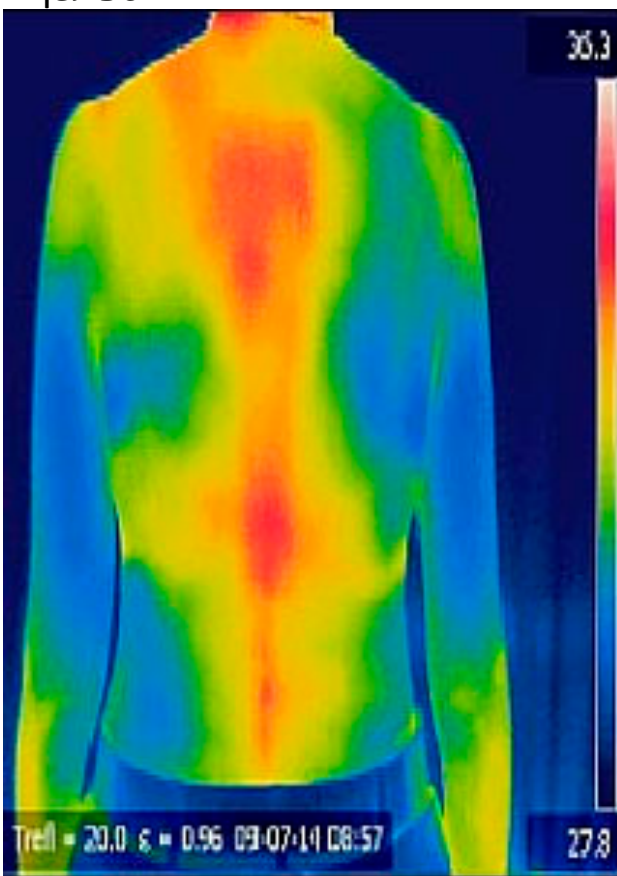
Например, при постоянном вводе энергии для величины плотности тока $j_0 \sim 10^{11}$ А/м² в плазму отрыв электронной температуры в режимах с характерными временами $\tau_c \geq 10^{-9}$ с будет незначительным, $(\theta - T)/T \sim 10^{-4}$

Allen P. B. Theory of Thermal Relaxation of Electrons in Metals. Ph. Rev. Lett. 1987, V. 59, p.1460

Brorson S. D., Kazeroonian A., Moodera J. S. et. al. Ph. Rev. Lett. 1990, V. 64, p.1272

Измерение температуры биологических объектов

Современные **тепловизоры**, как правило, строятся на основе специальных матричных датчиков температуры — болометров. Они представляют собой матрицу миниатюрных тонкопленочных терморезисторов. Инфракрасное излучение, собранное и сфокусированное на матрице объективом тепловизора, нагревает элементы матрицы в соответствии с распределением температуры наблюдаемого объекта. Пространственное разрешение коммерчески доступных болометрических матриц достигает 1280x720 точек. Температурное разрешение современных тепловизоров достигает сотых долей градуса Цельсия.



При измерении невысоких температур регистрируют тепловое излучение в спектральном участке 8-14 мкм и иногда в области 3-5 мкм

Бесконтактный режим контроля внутренней температуры возможен с помощью **магнитно-резонансной томографии (МРТ)** (магниторезонансная (ЯМР) термометрия).

Зависимость от температуры имеют:

- время спин-решеточной релаксации, $T_1 \sim \exp(-E_a(T_1)/kT)$ или в малом температурном диапазоне $T_1(T) = T_1(T_{ref}) + (dT_1/dT) \cdot (T - T_{ref})$
- время спин-спиновой релаксации,
- протонная плотность (намагниченность), $\rho_n \sim M_0 = \chi_0 B_0$, $\chi_0 \sim 1/T$
- коэффициент диффузии и $D \approx \exp(-E_a(D)/kT)$
- химический сдвиг $s(T) = \alpha T$

M_0, χ_0, B_0 - равновесная намагниченность, восприимчивость и индукция магнитного поля

$E_a(T_1)$ - энергия активации релаксационного процесса

$s(T), \alpha$ - константа экранирования и тепловой коэффициент, который для воды равен $\sim 10^{-8}/^\circ\text{C}$ в температурном диапазоне от -15 до ~ 100 $^\circ\text{C}$

при регистрации изменения коэффициента самодиффузии в зависимости от температуры достигнута термочувствительность $0,2\text{K}$ при объеме вокселя $1\ 0,30\ \text{см}^3$, а по изменению фазы МРТ сигнала точность регистрации изменения температуры составила $1,0\ \text{K}$ при объеме вокселя $0,05\ \text{см}^3$ и временном разрешении менее 10 секунд

Наиболее разработанным и вышедшим в практическую медицину методом измерения внутренней температуры является **метод микроволновой (СВЧ) радиотермометрии**, который основан на измерении интенсивности собственного электромагнитного излучения внутренних тканей тела человека в области сверхвысоких частот (СВЧ).

Для температуры человеческого тела 310 К (37 °С) максимум излучения приходится на длину волны инфракрасного (ИК) диапазона 9,47 мкм. В диапазоне СВЧ интенсивность излучения на 5–6 порядков меньше, чем в ИК-диапазоне, а энергия кванта много меньше энергии тепловых колебаний молекул тела. В этом случае закон Планка аппроксимируется формулой Релея–Джинса, из которой следует, что в радиодиапазоне интенсивность излучения прямо пропорциональна температуре тела. На этом факте и базируется радиотермометрия. Температура внутренних тканей этим методом может быть определена с точностью 0,2 К

По сравнению с МРТ-термометрией СВЧ-радиотермометрия имеет высокую термочувствительность, но низкое пространственное разрешение. С увеличением длины волны пространственная разрешающая способность ухудшается. Так, применение радиотермометрии с длиной волны 3,7 мм обеспечивает разрешающую способность в пределах 0,5 см, а 8,2 мм – 1 см

комбинированная (радио-и инфракрасной) термометрия. Комбинированная термометрия заключается в измерении внутренних и поверхностных температур тканей по интенсивности их теплового излучения, соответственно, в микроволновом и инфракрасном диапазоне.

Акустическая термография (АТ) используется для контроля медицинских процедур, связанных с нагревом внутренних тканей организма человека, а также для диагностики заболеваний, которые сопровождаются глубинным нагревом. Расчеты и модельные эксперименты показывают, что можно измерить температуру на глубине до 5-10 см, в объеме около 1 см³ с точностью 0.5-1 К за время порядка 10-50 с.

В АТ измеряют собственное акустическое излучение объекта, вызванное тепловым хаотическим движением атомов и молекул вещества. Датчики находятся на поверхности объекта (как при УЗИ), никакой сигнал в объект извне не поступает.

Важнейшим достоинством акустотермометрии является возможность использования миллиметровых и субмиллиметровых ультразвуковых волн собственного излучения (глубина проникновения ультразвука в биологических тканях составляет 50-100 длин волн). Применение таких коротких волн дает возможность определения направления на нагретый источник, а при сканировании источника и возможность получения его изображения.

Контактная жидкокристаллическая термография. Данная методика основана на свойстве жидких кристаллов изменять цвет в зависимости от изменения температуры.

ЛИТЕРАТУРА

- Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. М.: Издательство иностранной литературы. 1949.
- Очкин В. Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.
- "Диагностика плазмы: Сб. статей." Вып.6 Под редакцией М.И.Пергаменты М.: Энергоатомиздат, 1989

ПРИМЕРЫ ЗАДАЧ С НЕРАВНОВЕСНЫМИ СИСТЕМАМИ

Возбуждение нейтральных частиц A_2 (атомная масса ~ 10 а.е.м., сечение соударения $\sim 10 \text{ \AA}^2$) в плазме при поступательной температуре частиц $\sim 1000 \text{ K}$ и давлении $\sim 0,1 \text{ атм}$ происходит по схеме $A_2 + e \rightarrow A_2^* + e$, испускание обусловлено спонтанным процессом $A_2^* \rightarrow A_2 + h\nu$. Оцените минимальное время жизни возбужденного состояния A_2^* относительно спонтанного излучения, которое бы позволяло определять поступательную температуру частиц по доплеровскому уширению спектральной линии ν .

ПРИМЕРЫ ЗАДАЧ С НЕРАВНОВЕСНЫМИ СИСТЕМАМИ

Спектроскопические исследования разряда при давлении 4 Торр показали, что заселенности вращательных уровней $J = 0$ и 9 радикала ОН относятся как $N_0:N_9 = 3:2$. Вращательная постоянная ОН равна $B = 18.5 \text{ см}^{-1}$. Определите вращательную температуру молекул в разряде. Какой метод измерения поступательной температуры можно рекомендовать для описанных условий?

Тлеющий разряд горит в азоте при давлении 5 Торр, напряженность электрического поля в положительном столбе тлеющего разряда составляет 3 В/см. Какая температура будет измерена с помощью зонда Ленгмюра в положительном столбе разряда? Будут ли условия в тлеющем разряде равновесными?

ПРИМЕРЫ ЗАДАЧ С НЕРАВНОВЕСНЫМИ СИСТЕМАМИ

В ударной волне нагрев газа происходит настолько быстро, что первоначальное нагревание от исходной температуры T_0 до высокой температуры T_1 происходит лишь по поступательным и вращательным степеням свободы. После этого постепенно возбуждаются колебательные степени свободы (этот процесс называется «колебательной релаксацией»). Найдите температуру двухатомного газа T_2 после колебательной релаксации.

Пучок ускоренных ионов $^{52}\text{Cr}^+$ попадает в сосуд, заполненный неоном ^{20}Ne при комнатной температуре. Расстояние L , на котором происходит замедление ионов Cr^+ до тепловой энергии среды (термализация), равно 10 см. На каком расстоянии произойдет термализация Cr^+ , если вместо неона сосуд заполнить ксеноном ^{131}Xe при том же давлении?