

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛИНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ВОДЫ ОТ КОМЕТЫ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Баранова Е. И. (ГАИШ МГУ), Кирсанова М. С. (ИНАСАН, АКЦ ФИАН), Павлюченков Я. Н. (ИНАСАН)

Водяной пар в кометной среде

В нашей модели радиальное распределение водяного пара в кометной среде представлено стандартным распределением Хазера.

$$n_{H_2O}(r) = \frac{Q_{H_2O}}{4\pi r^2 v_{exp}} \cdot \exp\left(-\frac{r\beta_{H_2O}}{v_{exp}}\right)$$

Изменение плотности, обратно пропорциональное квадрату радиуса r , обусловлено сублимацией водяного льда из центрального ядра с постоянной скоростью Q_{H_2O} (в молекулах в секунду) и изотропным расширением водяного пара с постоянной скоростью v_{exp} . Экспоненциальный член объясняет конечное время жизни молекул воды из-за фотодиссоциации и ионизации в солнечном ультрафиолетовом поле со скоростью V_{H_0} и временем жизни $t_{H_0} = V_0$

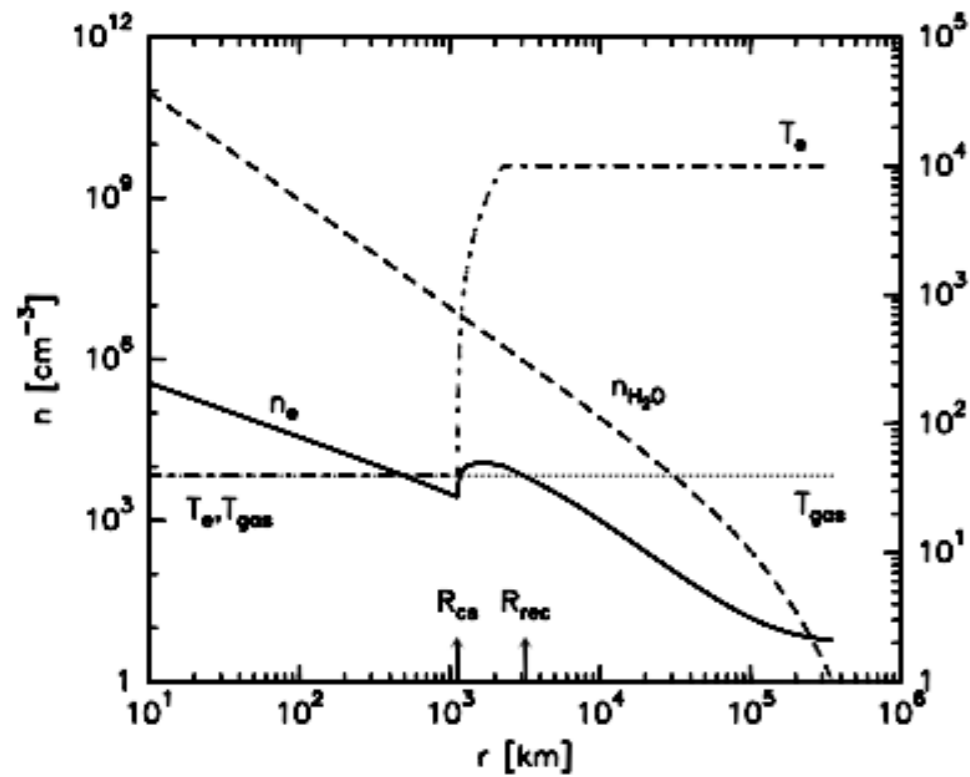


Рис. 1: Плотность электронов (сплошная линия) и температурный профиль (пунктирная линия). Для сравнения, профиль плотности H_2O показан пунктирной (тире точка) линией. Обратите внимание, что в нашей модели кинетическая температура газа (пунктирная линия) предполагается постоянной на протяжении всей комы.

В процессе фотодеструкции воды в ультрафиолетовом поле солнца преобладает диссоциация с небольшим вкладом ионизации (5%). В представленных моделях мы предполагаем постоянную температуру газа нейтральных частиц по всей коме. Численные модели теплового баланса и расширения воды в кометной коме показывают, что температура нейтрального газа быстро уменьшается от $T_{kin} \approx 200K$ вблизи ядра до $T_{kin} \approx 25K$ во внутренней коме на расстоянии $r = 300km$. Таким образом, T_{kin} находится ниже $100K$ и не меняется значительно на большей части области, где доминируют столкновения молекул воды.

Модель переноса излучения

Водяной пар является основным компонентом газа в коме кометы. Важно понимать, как молекулы воды взаимодействуют друг с другом для возбуждения спектральных линий. При столкновениях молекул H_2O происходит передача энергии, что приводит к возбуждению ротационных переходов. Отношение скорости столкновений к коэффициенту Эйнштейна A для ротационных переходов указывает на высокие критические плотности, обычно находящиеся между 10^6 и $10^8 cm^{-3}$. С учетом того, что плотность нейтрального газа уменьшается обратно пропорционально квадрату радиуса в коме, становится ясным, что возбуждение при столкновениях H_2O-H_2O играет значительную роль только во внутренней коме (до радиусов $100-1000 km$).

Возбуждение линий при столкновениях H_2O -электрон

Столкновения электронов с молекулами воды играют важную роль в возбуждении ротационных уровней воды в кометной коме. Процесс происходит следующим образом:

- Электроны образуются при фотодиссоциации H_2O и CO
- Частые столкновения с нейтральным газом охлаждают электроны до температуры, близкой к кинетической температуре нейтрального газа $T_e \approx T_{kin}$.
- При удалении от ядра плотность газа уменьшается, и электроны теряют связь с нейтральным газом. Столкновений становится недостаточно для охлаждения горячих фотоэлектронов, что приводит к резкому повышению температуры электронов выше температуры нейтрального газа. Это вызывает снижение скорости рекомбинации $k_{rec} \sim T_e^{-0.5}$ и одновременное увеличение плотности электронов.

Стандартная модель

- Скорость производства воды: $Q_{29} = 1$ при расстоянии $rh = 1 AU$.
- Скорость расширения газа: $v_{exp} = 0.85 km/s$.
- Кинетическая температура газа: $T_{kin} = 40K$.
- Поверхность контакта: $R_{cs} = 1125 km$.
- Поверхность рекомбинации: $R_{rec} = 3200 km$.

Построение вращательной диаграммы

Вращательная диаграмма строится на основе наблюдений спектральных линий, для каждой из которых можно вычислить величину $\ln\left(\frac{3kW}{8\pi^3\nu_0 S \mu^2}\right)$, где W — интегральная интенсивность, S — сила линии, и μ — перманентный дипольный момент молекулы. Пункты, соответствующие разным линиям, должны ложиться на прямую, тангенс угла наклона которой обратно пропорционален температуре возбуждения T_{rot} .

$$\ln\left(\frac{3kW}{8\pi^3\nu_0 S \mu^2}\right) = \frac{E_u}{kT_{rot}} + \ln\left(\frac{N}{Q}\right)$$

где N — лучевая концентрация молекул, Q — статистическая сумма

Оценка температуры методом вращательных диаграмм

Диаграммы для орто-воды

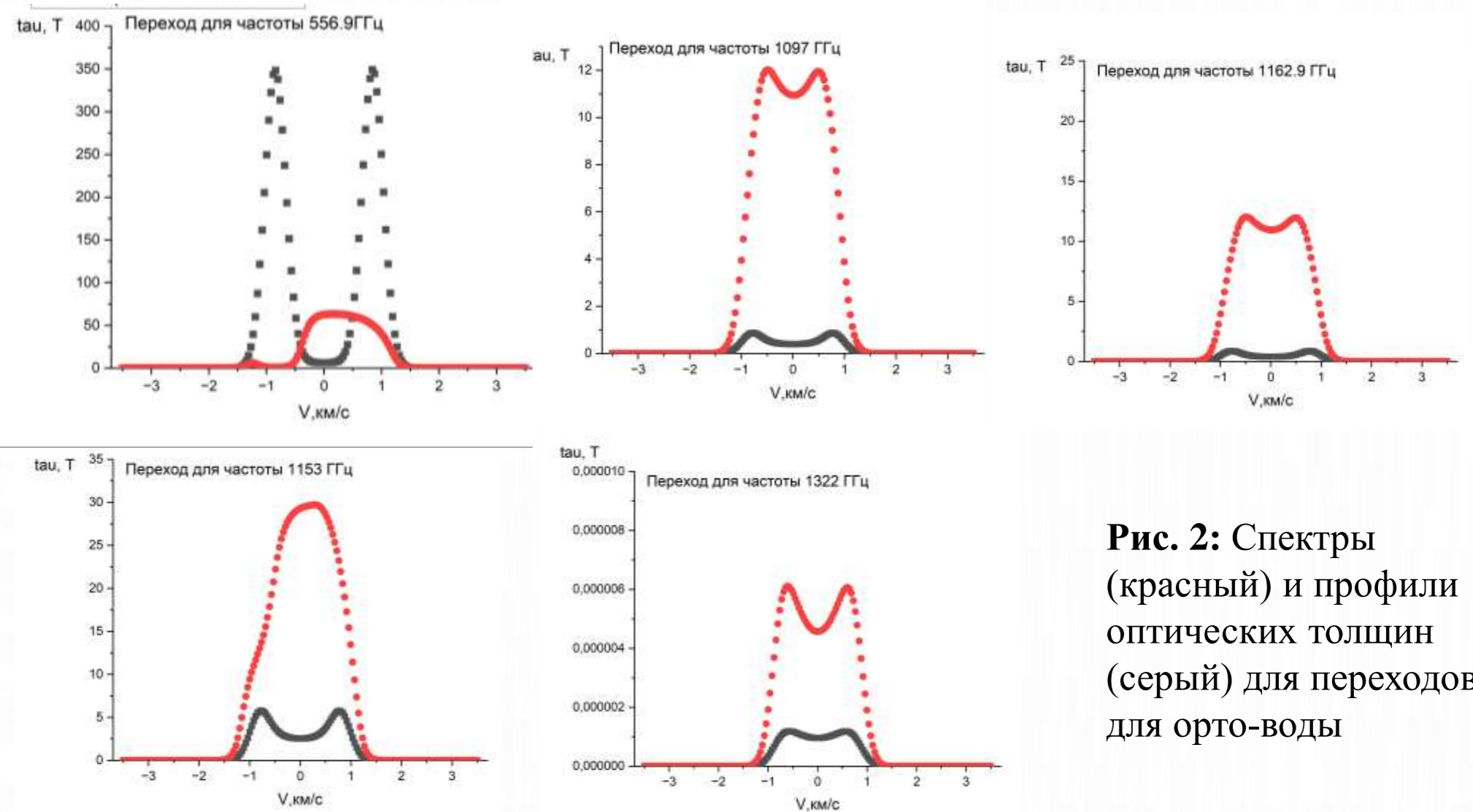


Рис. 2: Спектры (красный) и профили оптических толщин (серый) для переходов для орто-воды

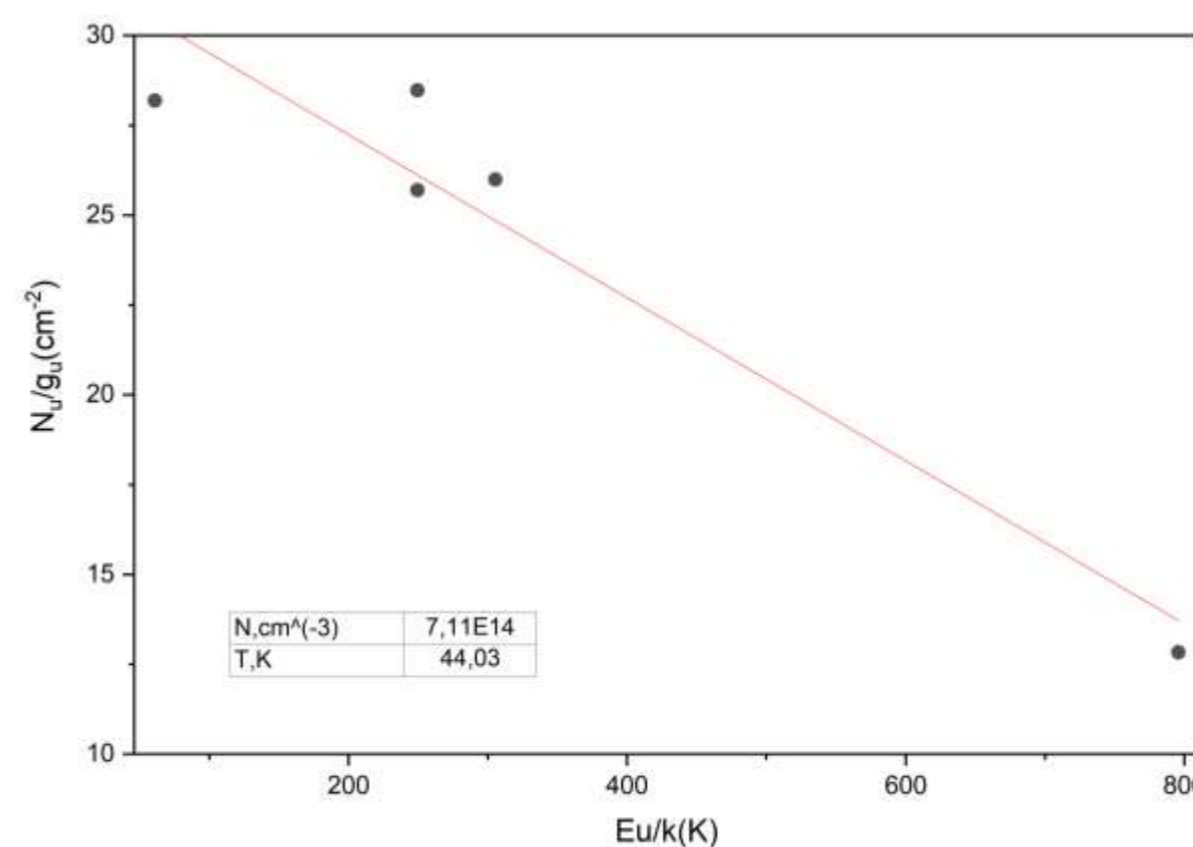
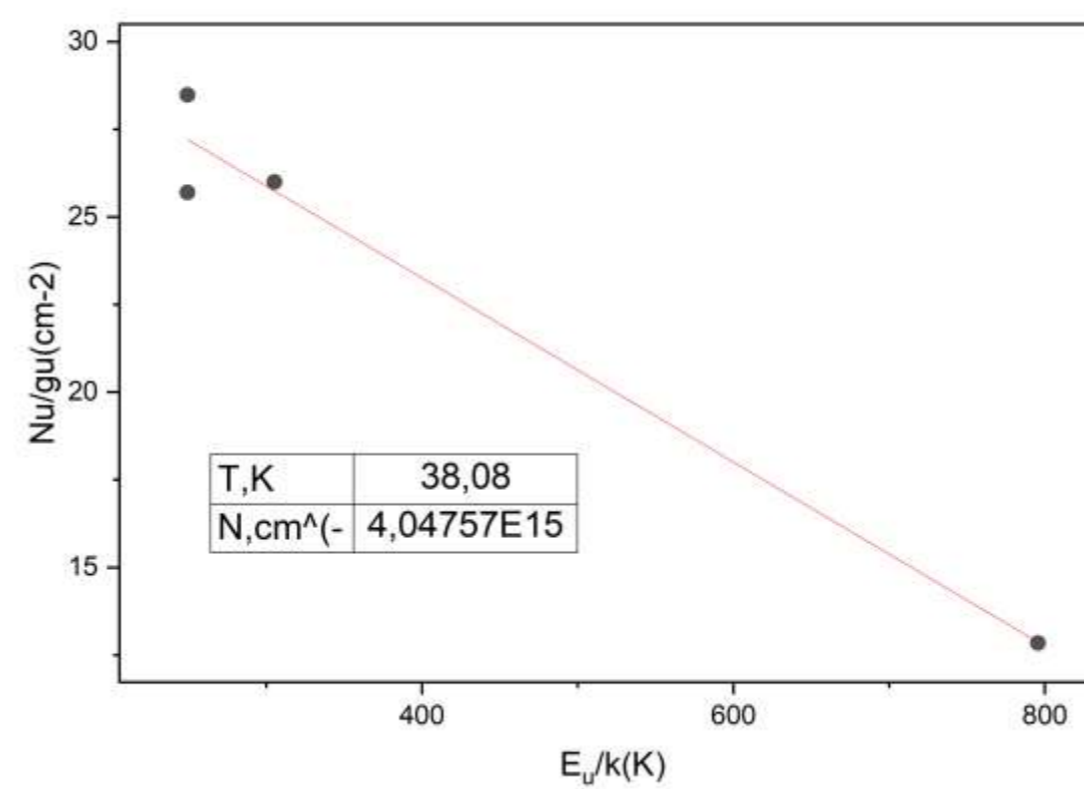


Рис. 3: Вращательная диаграмма для орто-воды

f (ГГц)	E_u (K)	$\int T dv$ (K км/сек)	τ
556.9	60.96	90.18	349.19
1097.36	249.4347	21.33	0.86
1153.12	249.4346	50.51	5.77
1162.91	305.25	35.52	2.05
1322.06	795.52	0.00001	1.19E-06

Таблица 1: Таблица с физическими величинами переходов



При детальном анализе данных наблюдается отклонение некоторых точек от линейной зависимости, что особенно заметно для перехода с частотой $556.9 GHz$. Это расхождение можно объяснить ограничениями нашей исходной модели локального термодинамического равновесия, которая предполагает малую оптическую толщину.

Рис. 4: Вращательная диаграмма без перехода с частотой $556.9 GHz$

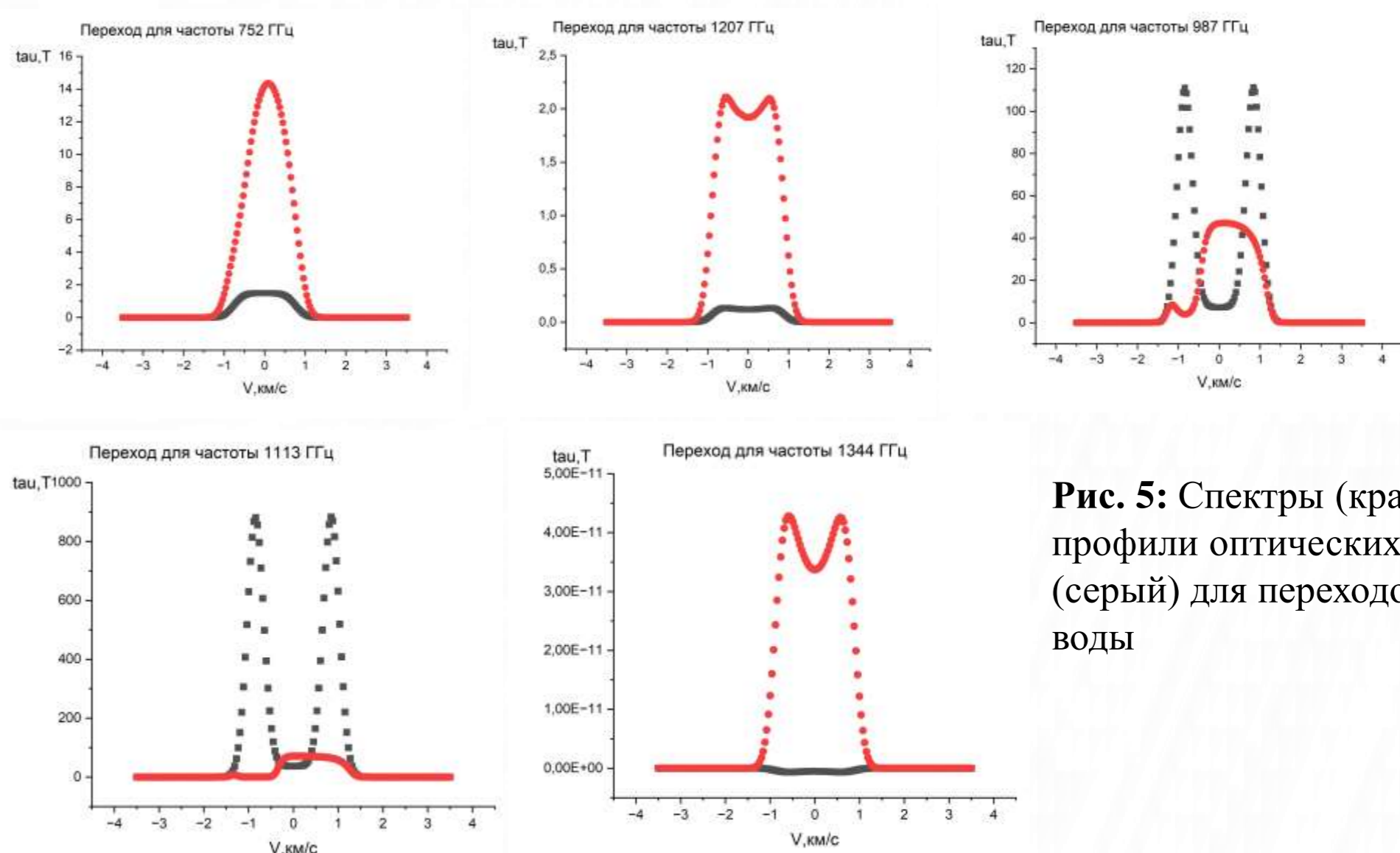


Рис. 5: Спектры (красный) и профили оптических толщин (серый) для переходов для пара-воды

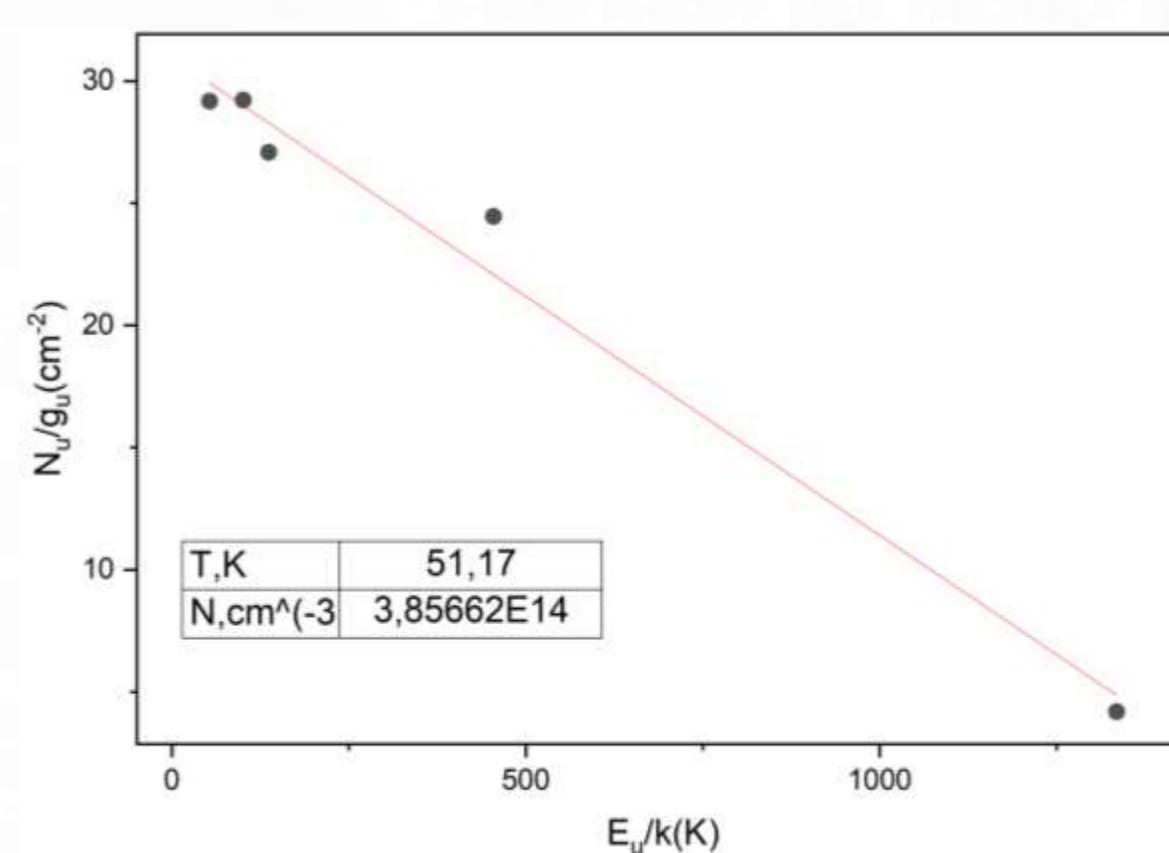


Рис. 6: Вращательная диаграмма для пара-воды

f (ГГц)	E_u (K)	$\int T dv$ (K км/сек)	τ
752	136.94	18.35	1.5
987.9	100.84	74.75	111.32
1113	53.43	106.36	883.29
1207.6	454.34	3.72	0.133
1344.7	1334.82	7.2E-11	-6.6E-13

Таблица 2: Таблица с физическими величинами переходов