

С 345Н + С 345К

23/III-67.

P-693

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

7 - 3147



Н.П. Романов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ
ПО АБСОЛЮТНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
ЛИНИИ $\text{He II } 4686\text{\AA}$
В ИСТОЧНИКЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

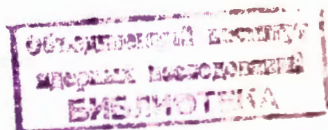
1967.

7 - 3147

Н.П. Романов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ
ПО АБСОЛЮТНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ
ЛИНИИ He II 4686Å⁰
В ИСТОЧНИКЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал "Оптика и
спектроскопия"



4836/1 чр.

В в е д е н и е

Настоящая работа посвящена определению температуры электронов T_e в плазме источника многозарядных ионов (МЗИ) и является продолжением работы ^{/1/}. Оценка T_e для подобного разряда была проведена Ю.Д. Пигаровым и П.М. Морозовым ^{/2/} по временному сдвигу появления ионов различных зарядностей и получена величина $T_e = 10-20$ эв. Однако найденная ими температура характеризует T_e в процессе установления разряда и нуждается в дополнительном уточнении независимым методом, например, оптическим.

Для получения сведений о температуре электронов из измерения интенсивностей спектральных линий необходимо знать механизм заселения и опустошения возбужденных уровней. Ни одна из разработанных в настоящее время моделей заселения уровней, обзор которых можно найти в ^{/3/}, в нашем случае, где $n_e = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, не применима. Так, при этой концентрации заведомо отсутствует локальное термическое равновесие возбужденных атомов гелия. Это видно из измерений В.Н. Колесникова ^{/4/}, которые показали, что такое равновесие для атомов аргона в дуговом разряде при нормальном давлении устанавливается при $n_e \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а в гелия равновесие должно устанавливаться при еще больших концентрациях. И.М. Подгорный и Г.В. Шолин ^{/5/} показали, что модель "мгновенного высвечивания" для заселения возбужденных уровней нейтрального гелия применима только до концентраций $n_e \leq 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Из ^{/3/} видно также, что для заселения уровней иона He^+ с главными квантовыми числами $n = 4-6$ в условиях оптически тонкой плазмы эта модель справедлива при концентрациях $n_e \leq 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Поэтому ниже будет проведен анализ заселения уровня $n = 4$ иона гелия в условиях нашего разряда с целью определить вклад

различных процессов в заселение этого уровня. Выбор уровня обуславливается тем, что с него начинается удобная для измерений линия $\text{HeII } 4686 \text{ \AA} (3d - 4f \text{ и т.д.})$.

Рассмотрение процессов заселения и опустошения
уровня $n = 4$ иона He^+

Ниже рассматривается источник МЗИ, который работает на смеси водорода (10%) с гелием (90%) при силе тока 4а и напряжении на дуге 400 в. Концентрация электронов по нашим измерениям для этого режима равна $n_e = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} / 1$.

Масс-спектральный анализ показывает, что концентрация ионов He^{2+} составляет примерно 1/20 от концентрации He^+ , а концентрация ионов примесей азота и кислорода не превышает 5% от общей. Учитывая также вклад ионов водорода в общую концентрацию заряженных частиц и, принимая во внимание, что при таком режиме вклад ионов Mo и W не должен быть большим, находим, что концентрация ионов гелия He^+ составляет величину $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Исходя из $1/2$, при расчете вероятности ступенчатых процессов принимаем $T_e = 15 \text{ эв}$, что вполне допустимо, так как при больших температурах электронов вероятность ступенчатых процессов в заселении уровней будет слабо зависеть от T_e . В нашем случае можно пренебречь столкновениями ионов гелия с атомами и ионами плазмы и рассматривать только столкновения с электронами. Поэтому ниже будут рассмотрены следующие процессы заселения и опустошения уровня $n=4$: заселение за счет электронного удара с нижележащих уровней $n = 1, 2, 3$ и с вышележащего уровня $n = 5$; поглощение резонансного излучения, начинающегося с уровня $n=4$; рекомбинация электронов на возбужденные уровни; уход электронов с данного уровня за счет спонтанного излучения, за счет возбуждения на вышележащие уровни и за счет ударов второго рода на нижележащие уровни, а также уход путем ионизации с уровня $n = 4$.

1. Возбуждение уровня $n = 4$ из основного состояния идет, главным образом, за счет перехода $1s - 4p$ и частично $1s - 4s$. Сечения возбуждения $4d$ - и $4f$ - уровней ничтожно малы, как показывает расчет в борновском приближении для водорода ^{17/}. Однако экспериментальные результаты по определению сечений возбуждения $Q_{(1s-4p)}^{\text{He}^+}$ и $Q_{(1s-4s)}^{\text{He}^+}$ уровней $4p$ и $4s$ для

иона гелия отсутствуют. Без учета притяжения налетающего электрона кулоновским полем иона сечение возбуждения уровней водородоподобного иона гелия получается из сечения возбуждения соответствующих уровней водорода простым изменением масштаба

$$Q^{\text{He}^+}(E) = \frac{1}{16} Q^{\text{H}}(4E). \quad (1)$$

Учет поля иона приводит к тому, что сечение возбуждения иона при малых энергиях налетающего электрона E превосходит полученное из уравнения (1) и при $E = u_{\text{п}}$, где $u_{\text{п}}$ - пороговая энергия возбуждения, уже не равно нулю^{/8/}. Используя ход рассчитанных в приближении Борна с учетом кулоновского поля сечений $Q_{(1s-2p)}$ и $Q_{(1s-2s)}$ при энергиях электрона, близких к пороговым, выбираем сечение возбуждения уровня $n=4$ для иона He^+ постоянным для всех энергий и равным $1/16$ сечения возбуждения этого уровня для водорода в максимуме. Спад сечения при больших энергиях в интересующем нас диапазоне температур не будет существенен, а о ходе сечения у пороговой энергии трудно сказать что-либо более определенное.

При расчете величины $Q_{(1s-4p)}^{\text{H}}$ для водорода воспользуемся полуэмпирической формулой, предложенной Вриенсом^{/9/} для оптически разрешенных переходов.

$$Q = A \frac{(E-U)}{E^2} \ln[1 + c(E-U)]. \quad (2)$$

Здесь $A = \frac{4\pi a_0^2 R^2}{U} f$, E - энергия налетающего электрона, U - энергия возбуждения, R - постоянная Ридберга, f - оптическая сила осциллятора для данного перехода, a_0 - боровский радиус, C - константа, зависящая от перехода, которая обычно находится из результатов расчета данного сечения в борновском приближении при больших энергиях и для перехода $1s-4p$ вычислена в^{/9/}.

Расчет сечения $Q_{(1s-4s)}^{\text{H}}$ можно провести по формуле, предложенной тем же автором^{/10/}

$$Q = \frac{B}{E} \left(1 - \frac{U}{E}\right), \quad (3)$$

которая, как и формула (2), при больших энергиях совпадает с борновским приближением. Константа B в данном случае также получается из расчета сечений в борновском приближении при больших энергиях или из экспериментальных данных. Для перехода $1s-4s$ величину B можно определить аналогично^{/10/}

из полного сечения Q_{14}^n /11/, представляющего сумму сечений возбуждения всех подуровней с главным квантовым числом $n = 4$. После вычисления получается величина сечения $Q_{14}^{He^+} = 3,4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ при $E \geq U_{II}$. Коэффициент вероятности возбуждения с основного уровня на уровень $n = 4$ определяется выражением $K_{14} = \int_{u_{II}}^{\infty} v f(v) Q_{14}(v) dv$, где $f(v)$ – функция распределения электронов по скоростям, нормированная на единицу, v – скорость налетающего электрона. Результаты расчета K_{14} в предположении максвелловского распределения представлены на рис. 1. Вероятность возбуждения находится умножением коэффициента K на концентрацию электронов.

Несмотря на избирательное заселение подуровней с различными орбитальными квантовыми числами l , из-за сильного вырождения распределение заселенности электронов внутри главного квантового числа по различным l будет соответствовать статистическим весам. Это подтверждается сравнением (рис. 2) измеренного нами профиля линии He II 4686 Å (сплошная кривая) с теоретическим распределением интенсивности компонент тонкой структуры, вычисленным в предположении равновесного распределения электронов внутри $n = 4$ /12/. Поэтому коэффициенты вероятности переходов K_{pq} между уровнями с главными квантовыми числами p и q будут находиться усреднением по статистическим весам начального уровня и суммированием по всем орбитальным квантовым числам конечного уровня.

2. Заселение уровня $n = 4$ за счет пленения резонансного излучения учитывается с помощью "коэффициента прозрачности" $g(r_0)$ /3/. Для этого при рассмотрении процессов опустошения уровня вероятность спонтанного излучения с данного уровня на основной умножается на $g(r_0)$, где r_0 – оптическая толщина плазмы для центральной части линии. В /3/ расчеты для $g(r_0)$ выполнены только для доплеровского контура линии. В нашем случае резонансная линия испытывает как доплеровское, так штарковское и зеемановское уширение, причем ее профиль не будет сильно отличаться от профиля линии 4686 Å. А профиль этой линии хорошо аппроксимируется доплеровским контуром. Линейные размеры будем равными половине меньшего размера плазмы. Используя среднее значение силы осциллятора перехода $I_s - 2p$ и $n_{He^+} = 1,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, находим $g(r_0) = 0,6$.

3. Сечение возбуждения с уровня $n = 4$ на уровень $n = 5$ рассчитываем сначала для разрешенных переходов в атоме водорода по формуле (2), используя приведенные в /9/ величины C . Потом для иона гелия величина Q_{45} получается по формуле (1). Кулоновское поле учитываем, считая сечение перехода постоянным и равным максимальному для энергий от $E = U_{II}$ до энергий, при которых полученное по формуле (1) сечение имеет максимум. Однако эта поправка не будет существенной для предполагаемой в нашей плазме высокой температуры. Для разрешенных переходов рассчитанная таким образом величина $K_{45 \text{ раз.}} = 1,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}/\text{сек}$. Сечение оптически запрещенных переходов между уровнями $n = 4$ и 5 вычислить нельзя, так как для него нет расчета в борновском приближении. Поэтому будем считать, аналогично /13/, что вклад запрещенных переходов в K_{45} равняется таковому для перехода между $n=3$ и $n=4$ в атоме водорода при $T_p = 15/4 \text{ эв}$. Полученная из таких соображений величина $K_{45} = 1,8 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-3}/\text{сек}$. Сравнение вероятности ухода электрона с уровня $n = 4$ на уровень $n = 5$ при $n_0 = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ с вероятностью спонтанного перехода на нижние уровни с учетом самопоглощения показывает, что она составляет величину 55%.

4. Общее сечение возбуждения на все вышележащие уровни для $n = 2$ составляет $\sum_{m>2} Q_{2m} = 0,3 Q_{23} /14,15/$. С увеличением n эта доля падает /16/, поэтому для уровня $n = 4$ принимаем $\sum_{m>5} K_{4m} = 0,2 K_{45}$. Сечение возбуждения электрона с уровня n на соседний уровень $n+1$ с увеличением главного квантового числа растет намного быстрее, чем сечение ионизации с уровня n . Так, для ионизации с основного уровня водорода и для возбуждения на первый возбужденный уровень сечения примерно равны, а при ионизации с уровня $n = 4$ $Q_{41} = 0,1 Q_{45} /17/$. Поэтому ионизацию с уровня $n = 4$ можно не учитывать. Вероятностью перехода электрона с $n = 4$ на нижние уровни также можно пренебречь по сравнению с вероятностью перехода с $n = 4$ на $n = 5$, учитывая большую величину T_0 .

5. Для учета заселения уровня $n = 4$ с нижних уровней рассчитываем сначала, во сколько раз количество возбужденных из основного состояния электронов на один из нижних уровней больше числа таковых для $n = 4$. Заселение этих уровней сверху не учитываем. Потом находим, какая доля из этих электронов возбуждается на уровень $n = 4$. Расчеты показывают, что на уровень $n = 4$

через уровень $n = 3$ поступает количество электронов, равное 20% от возбужденных с основного уровня, а заселением через уровень $n = 2$ можно пренебречь. При этих оценках поглощение резонансного излучения учитывалось вышеизложенным способом. Доля электронов, приходящих на $n = 4$ с $n = 5$ составляет величину 10% от числа приходящих из основного состояния.

6. Пользуясь приведенными в /18/ коэффициентами рекомбинации на возбужденные уровни и имея измеренную плотность электронов и двухзарядных ионов, приходим к выводу, что количество рекомбинаций на возбужденные уровни при $T_e = 15$ эв на несколько порядков меньше числа возбуждений из основного состояния. Это положение можно объяснить уходом ионов плазмы на катоды вследствие большого свободного пробега и на стенки камеры из-за наличия колебаний в плазме и путем аномальной диффузии.

Проведенные выше расчеты показывают, что при $n_e = 10^{14}$ см⁻³ ступенчатые процессы играют уже значительную роль в заселении уровня $n = 4$ иона гелия. Для концентрации $n_e = 1,2 \cdot 10^{14}$ см⁻³ с учетом рассмотренных процессов доля электронов, пришедших с возбужденных уровней, составляет 30% от числа пришедших с основного. Суммарная вероятность ухода электрона с уровня $n = 4$ составляет величину $6,8 \cdot 10^8$ сек⁻¹, в то время как вероятность спонтанного излучения с учетом поглощения резонансного излучения равна $4 \cdot 10^8$ сек⁻¹, что составляет величину 60% от общей вероятности ухода.

Определение температуры электронов

Количество фотонов с $\lambda = 4686 \text{ \AA}$, испускаемое единицей объема плазмы в секунду $N_\phi = 4,7 \cdot 10^{15}$ фот/см³ сек, было рассчитано из измеренной абсолютной интенсивности линии He II 4686 \AA . Измерения проводились с помощью спектрографа ДФС-8 с фотоприставкой. Для калибровки использовалась лампа СИ-16У, которая при измерениях ставилась на место источника.

Используя вышеприведенные оценки вклада различных процессов в заселение и опустошение уровня $n = 4$, составляем баланс количества пришедших на уровень и ушедших с него электронов. Отсюда при известных концентрациях n_0 и n_{He^+} в основном состоянии определяем величину K_{14} , при которой количество электронов, ушедших на уровень $n = 3$ путем спонтанного излучения будет равно измеренному количеству фотонов с $\lambda = 4686 \text{ \AA}$. Необходимые для расчета вероятности спонтанного излучения имеются в /19/.

По вычисленному значению коэффициента вероятности из рис. 1 находим величину $T_0 = 9,5$ эв. Наибольшая ошибка в определении T_0 заключается в неопределенности сечения возбуждения уровня $n = 4$. Однако трудно предположить, чтобы расчетная величина имела ошибку больше 50%. Но даже при этом предположении, вследствие сильной зависимости K_{14} от T_0 , погрешность в определении T_0 получается порядка $\pm 0,5$ эв. Ошибка от неучета ступенчатых процессов составляет такую же величину, так что для малых концентраций вплоть до $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при определении температуры электронов можно применять модель "мгновенного высвечивания".

Для проверки правильности предполагаемого механизма заселения и опустошения возбужденных уровней He^+ было проведено измерение относительной заселенности уровней $n = 5$ и $n = 4$. Для измерения использовались линии $\text{HeII } 4686$ ($3d - 4f$ и т.д.) и 3203 \AA ($3d - 5f$ и т.д.). Калибровка относительной чувствительности ФЭУ в этом случае дополнительно проверялась с помощью угольной дуги ^{/20,21/}. В результате получено $N_5 = 0,48 N_4$. Относительная заселенность, рассчитанная с учетом рассмотренных выше процессов заселения и опустошения уровней, получается $N_5 = 0,55 N_4$. Хорошее совпадение измеренной и рассчитанной величин показывает, что, по-видимому, вклад ступенчатых процессов в заселение уровней был оценен правильно. Отсюда также видно, что при рассмотрении относительной заселенности уровней при $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ надо учитывать выше рассмотренные процессы, так как модель "мгновенного высвечивания" для относительной заселенности этих уровней дает величину $N_4 = N_5$ ^{/22/}.

В заключение приношу глубокую благодарность А.Р. Стриганову за руководство работой, Г.В. Шолину за полезные обсуждения А.С. Пасюку за помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Н.П. Романов, А.С. Пасюк, Препринт ОИЯИ 7-3090, Дубна 1957.
2. Ю.Д. Пигаров, П.М. Морозов. ЖТФ, 31, 476 (1961).
3. R.W.P. McWhirter, in "Plasma Diagnostic Techniques" (R.H. Huddlestone and S.L. Leonard, ed) New York, London 1965.

4. В.Н. Колесников. Труды ФИАН СССР, 30, 66 (1964).
5. И.М. Подгорный, Г.В. Шолин. ДАН СССР, 160, 575 (1965).
6. В.М. Струнников. Оптика и спектроскопия, 20, 3, (1966).
7. Handbuch der Physik, v.36, p. 354. 1956.
8. М. Ситон "Атомные и молекулярные процессы", под ред. Бейтса, изд. Мир, 1964.
9. L.Vriens, Physica, 31, 1081 (1965).
10. L. Vriens, Physica, 31, 1333 (1965).
11. McCarroll R., Proc. Phys. Soc., A70, 460 (1957).
12. С.Э. Фриш. Оптические спектры атомов. Физматгиз, 1963.
13. A.E. Kingston, Phys. Rev., A135, 1529 (1964).
14. T.I.M. Boyd, Proc. Phys. Soc., 72, 523 (1958).
15. D. McCrea and T.V. McKirgan, Proc. Phys. Soc., 75, 235 (1960).
16. Fisher, Milford and Pomill, Phys. Rev., 119, 153 (1960).
17. A.E. Kingston, Proc. Phys. Soc., 87, 193 (1966).
18. Д. Дейтс и А. Далгарно. Атомные и молекулярные процессы, под ред. Бейтса, изд. Мир, 1964.
19. К.У. Аллен. Астрофизические величины. Москва, 1960.
20. H.C. MacPherson, JOSA, 30, 189 (1940).
21. M.R. Null and W.W. Lurier, JOSA, 52, 1156 (1962).
22. H.W. Drawin, Ann. Phys., 16, N3-4, 195 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
31 января 1967 г.

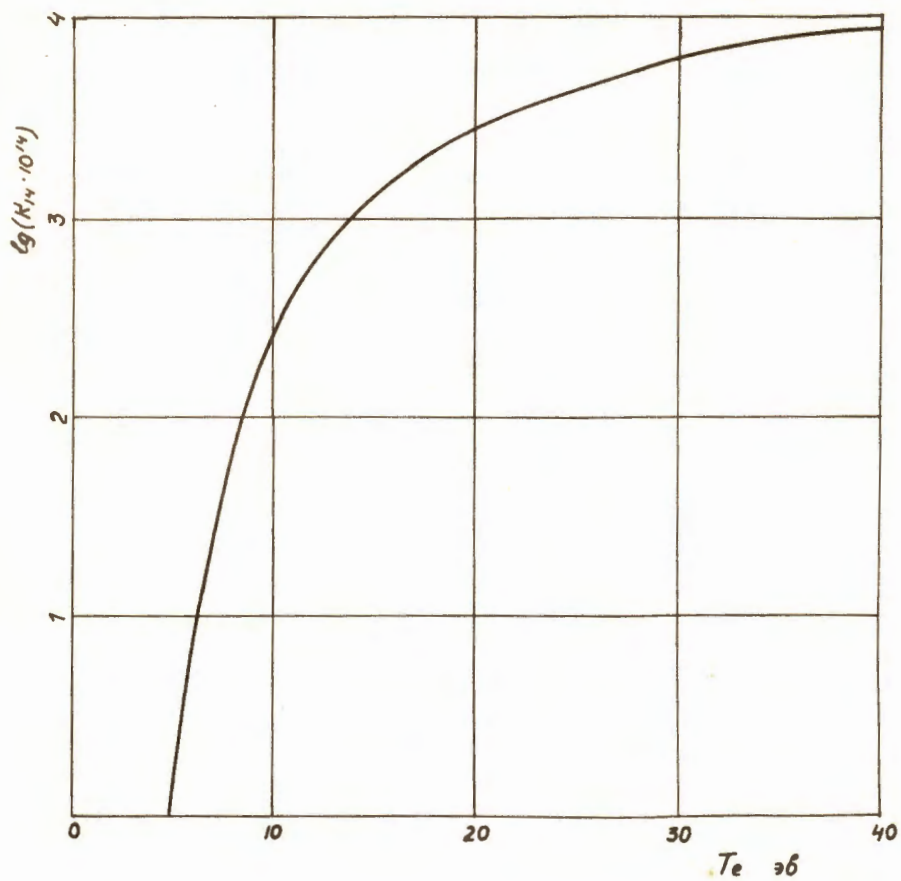


Рис. 1. Зависимость коэффициента вероятности возбуждения уровня $n = 4$ He^+ от температуры электронов.

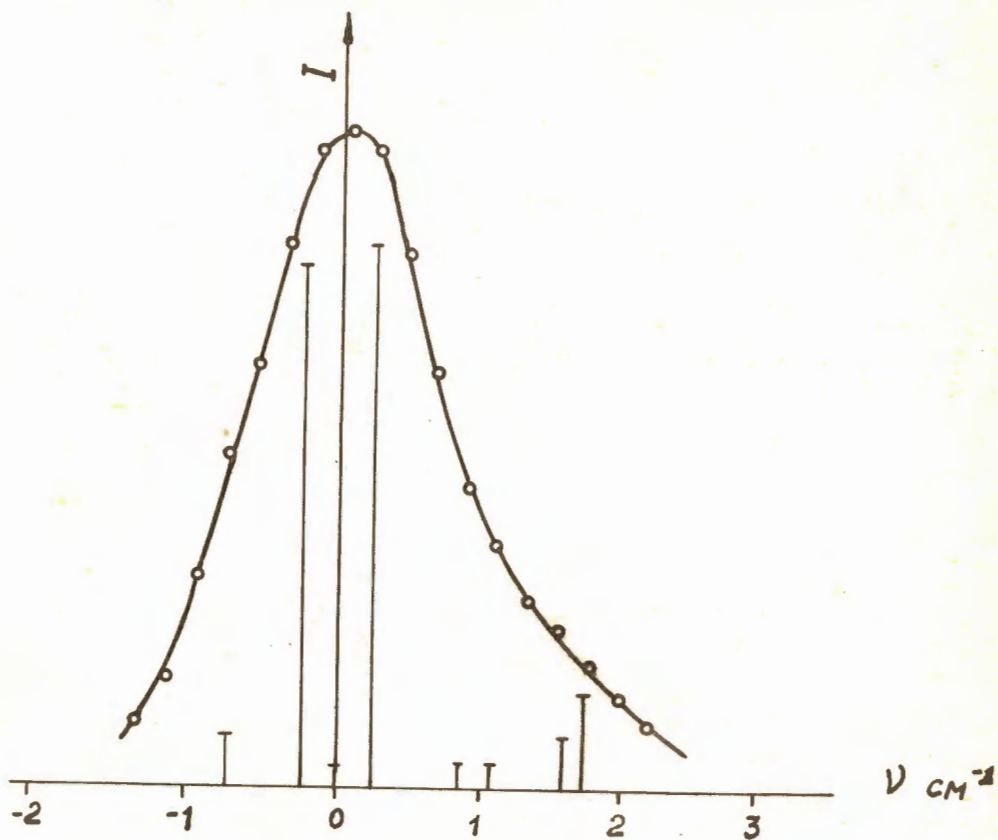


Рис. 2. Сравнение измеренного профиля линии He II 4686 Å с относительными интенсивностями компонент тонкой структуры.