*Краткие сообщения по физике № 2 — 1991 г.*

УДК 539.184

# О СЕЧЕНИЯХ ИНТЕРКОМБИНАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫМИ УРОВНЯМИ В ЭЛЕКТРОН–АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

И.Л. Бейгман, М.Г. Матусовский

*Предложен метод расчета сечений интеркомбинационных переходов, суммарных по орбитальным квантовым числам. Приведено сравнение с сечениями, полученными в рамках квазиклассического подхода.*

Сечения возбуждения интеркомбинационных переходов в атомах с малыми главными квантовыми числами при их столкновениях с электронами детально исследованы в /1, 2/. Настоящая работа посвящена рассмотрению сечений интеркомбинационных переходов между высоковозбужденными уровнями. Будем рассматривать интеркомбинационные переходы, суммарные по орбитальным квантовым числам, так как именно они представляют особый интерес для кинетических задач, связывая системы уровней с разным спином.

В настоящее время для массовых расчетов широко используются две модификации метода Борна — Оппенгеймера: метод Очкура /3/ и метод ортогонализованных функций /4/. Мы покажем, что в рамках метода Очкура для квадрата амплитуды интеркомбинационных переходов, суммарных по орбитальным квантовым числам, можно получить замкнутое аналитическое выражение. Будут приведены результаты расчетов сечений и скоростей интеркомбинационных переходов и дано сравнение их с результатами, полученными в рамках квазиклассического подхода. Предполагается справедливым приближение L–S связи, в котором интеркомбинационные переходы определяются только обменным взаимодействием. Используются атомные единицы с единицей Ридберга для энергии.

Выражение для сечения интеркомбинационного перехода в приближении Очкура имеет вид:

$$\sigma_{n-n'} = (8\pi/k^2Z^2)(F/k_0^4)(1/n^2)\int_{k-k'}^{k+k'} f(q)qdq, \tag{1}$$

где k и k′ — импульсы налетающего и рассеянного электронов; $k_0^2 = k^2 + E_1$; $E_1$ — энергия начального состояния атома; $F = (2S_1 + 1)/2(2S_p + 1)$; $S_1$, $S_p$ — спин атома и атомного остатка; Z — спектроскопический символ; q — переданный импульс, l и m — орбитальные квантовые числа;

$$f(q) = \sum_{l,m,l',m'} |\langle nlm|e^{iqr}|n'l'm'\rangle|^2. \tag{2}$$

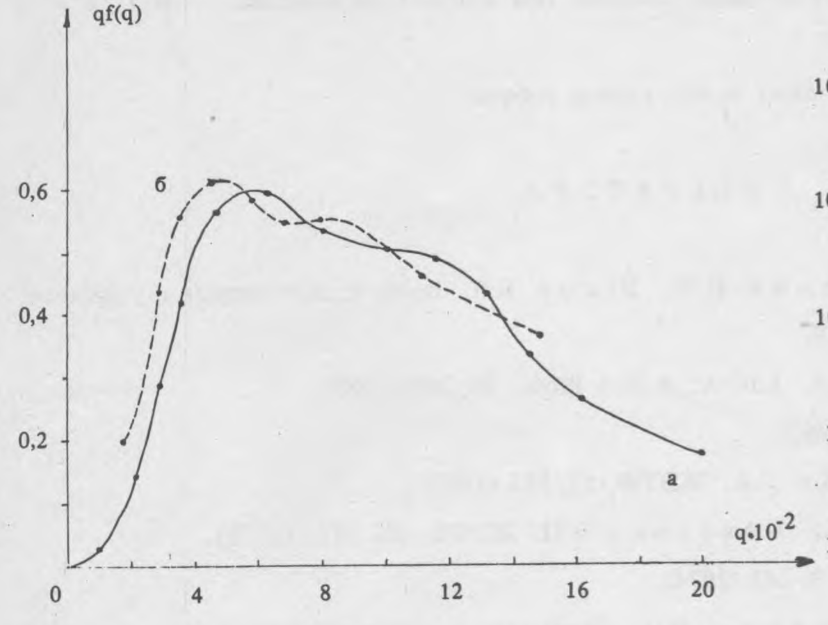
В работе /5/ получено аналитическое выражение для функции A(q), связанной с f(q) соотношением

$$f(q) = q^{-1}\int_0^q A(q')dq', \tag{3}$$

и использовано для расчета сечений разрешенных переходов. В отличие от разрешенных переходов, где основной вклад дает область переданных импульсов q порядка $1/n^2$, для интеркомбинационных переходов область, дающая основной вклад в сечения, из–за дополнительного множителя $(q/k)^4$ сдвигается в сторону больших импульсов $q \sim 1/n$ и требует дополнительных исследований.

Обобщенная сила осциллятора перехода n–n′ определяется выражением ($\Delta E = E_{n'} - E_n$ — энергия перехода)

$$f'(q) = \Delta E f(q)/n^2q^2. \tag{4}$$



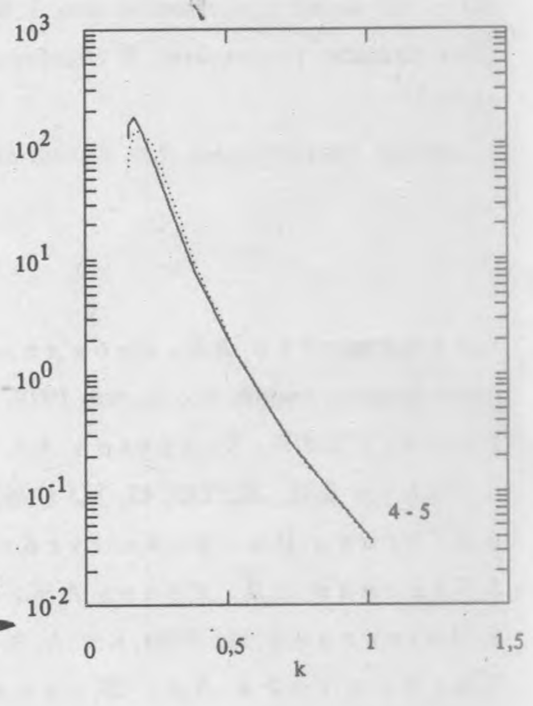




*Рис. 1. Зависимость величины* $qf(q) = q\sum_{l,m,l',m'}\left|\langle nlm\left|e^{iqr}\right|n'l'm'\rangle\right|^2$ *от переданного импульса* q *(используются атомные единицы) для переходов 7-8 (а), 8-9 (б).*

*Рис. 2. Сечение* ***интеркомбинационных переходов, суммарных*** *по орбитальным квантовым числам, в атоме He: ... — по формуле (5), ——— — методом Очкура (1) - (3).*

Таблицы обобщенных сил осцилляторов, вычисленных по формулам (3), (4), приведены в работе

/6/. Для анализа выражений (1) — (3) и последующего расчета сечений была составлена специальная программа, работающая в составе универсальной программы АТОМ /7/.

В качестве иллюстрации на рис. 1 для переходов 7-8 и 8-9 показано поведение $qf(q)$ — подынтегральной функции в формуле (1). Сложный характер зависимости $qf(q)$ проявляется в наличии осцилляций в области за максимумом, величина которого слабо зависит от n.

На рис. 2 представлена зависимость сечения интеркомбинационного перехода 4-5 в атоме гелия от энергии рассеянного электрона. Из квазиклассических соображений, используя результаты работ /8, 9/, для сечений интеркомбинационных переходов можно получить формулу ($Z = 1$):

$$\sigma_{nn'} = (8\pi/k^2 n'^3)\epsilon^{1/2} n[1/(k^2 + 1/n'^2)^2 + 4\epsilon/(3(k^2 + 1/n'^2)^3)], \tag{5}$$

где $\epsilon = \min\{k'^2, 1/n'^2\}$. Сравнение классического сечения (5) с сечением в приближении Очкура (1) — (3) также приведено на рис. 2. Видно, что классическая формула (5) и приближение Очкура дают близкие результаты. В области больших энергий оба сечения пропорциональны $(1/n')^3$ и $(1/E)^3$.

Авторы признательны Л.А. Вайнштейну за обсуждение работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., Наука, 1979.
2. Henry R.J.W., Kingston A.E. Adv. At. & Mol. Phys., **25**, 267 (1988).
3. Очкур В.И. ЖЭТФ, **45**, 735 (1963).
4. Бейгман И.Л., Вайнштейн Л.А. ЖЭТФ, **52**, 185 (1967).
5. Бейгман И.Л., Урнов А.М., Шевелько В.П. ЖЭТФ, **58**, 1825 (1970).
6. Matsuzawa M. Phys. Rev. A, **9**, 241 (1974).
7. Вайнштейн Л.А., Шевелько В.П. Структура и характеристика ионов в горячей плазме, М.,Наука, 1986.
8. Stabler R.S. Phys. Rev. A, **133**, 1268 (1964).
9. Webster D.L., Hansen W.W., Duveneck F.B. Phys. Rev., **43**, 839 (1933).

Поступила в редакцию 10 октября 1990 г.