[6] К л и м о н т о в и ч Ю.Л. Статистическая физика. М.: Наука, 1982. 608 с.
[7] Л и ф ш и ц Е.М., П и т а е в с к и й Л.П. Статистическая физика, Ч. 2. М.: Наука, 1978. 448 с.
[8] С о к о л о в И.М. // УФН. 1950. Т. 150. № 2. С. 221-255.
[9] М а л ь ш у к о в А.Г. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 46. В 2. С. 65-67.
[10] М а Ш. Современная теория критических явлений. М.: Мир, 1980. 298 с.
[11] Л е й б ф р и д Г. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов. М.: Мир, 1963. 312 с.
[12] О л е м с к о й А.И. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 11. С. 3384-3394.
[13] Б а л а н к и н А.С. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 22. С. 15-20.
[14] К у з ь м е н к о В.А. Новые схемы деформирования твердых тел. Киев: Наукова думка, 1973. 199 с.
[15] Б а л а н к и н А.С. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 4. С. 339-347; № 5. С. 498.

Поступило в Редакцию
16 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

01; 02

К ТЕОРИИ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЙ АТОМОВ С БЫСТРЫМИ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

В.И. М а т в е е в

В последнее время выполнено много работ по исследованиям многократной ионизации сложных атомов при столкновениях с быстрыми многозарядными ионами (см., например, [1] и имеющиеся там ссылки). Обычно использовались ионы большого заряда $v \gg 1$, движущиеся со скоростью $v \gg 1$, причем $Z/v \gtrsim 1$ (атомные единицы). При расчетах таких процессов многоэлектронную ионизацию сложного атома следует объяснять на основе так называемого прямого возбуждения атома сильным полем многозарядного иона [2]. Феноменологически это соответствует обычно используемой в таких случаях модели независимых электронов [3, 4]. Механизму прямого возбуждения соответствует и подход [5], согласно которому возбуждение сложного атома при столкновении с быстрым многозарядным ионом происходит в результате внезапной передачи импульса атомным электронам. Сечения ионизация атома водорода и двойной ионизации атома гелия, полученные на основе этого простого подхода [5-7] хорошо согласуются с экспериментом. В настоящей работе на основе подхода [5] получены формулы модели независимых электронов, установлены соотношения между сечениями ионизации различной кратности, в качестве примера рассмотрена многократная (до восьми) ионизация атома неона, проведено сравнение с экспериментом.

Согласно [5], вероятность перехода сложного атома из состояния $\Phi_0(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_{N_0})$ в состояние $\Phi_f(\vec{r}_1, \ldots, \vec{r}_{N_0})$, $\vec{r}_i$ ($i = 1, \ldots, N_0$) – координаты атомных электронов, в результате столкновения с быстрым многозарядным ионом имеет вид

$$W(\vec{q}) = \left| \int \prod_{i=1}^{N_0} d^3\vec{r}_i \, \Phi_f^*(\vec{r}_1, \ldots \vec{r}_{N_0}) \exp\left(i\vec{q} \sum_{i=1}^{N_0} \vec{r}_j\right) \Phi_0(\vec{r}_1, \ldots \vec{r}_{N_0}) \right|^2, \quad (1)$$

где переданный импульс $\vec{q} = 2Z\vec{b}/(\sigma b^2)$, $\vec{b}$ – прицельный параметр, соответственно W – функция от прицельного параметра. Будем считать атомные электроны различными и каждому электрону приписывать одноэлектронную водородоподобную волновую функцию. Тогда

$$\Phi_0(r_1, \ldots \vec{r}_{N_0}) = \prod_{i=1}^{N_0} \varphi_i(\vec{r}_i), \quad \Phi_f(\vec{r}_1, \ldots \vec{r}_{N_0}) = \prod_{i=1}^{N_0} \psi_i(\vec{r}_i). \quad (2)$$

Поэтому полная вероятность ($N_0 - N$) – кратной ионизации N_0 – электронного атома, соответствующая попаданию каких-либо $N_0 - N$ электронов в состояния континуума, а остальных N – электронов в любое из состояний дискретного спектра с учетом унитарности вероятности (1) будет иметь вид

$$W(\vec{q}) = \frac{N_0!}{(N_0-N)!N!} \prod_{i=1}^{N_0-N} \int d^3k_i \left| \int d^3\vec{r}_i \, \psi^*_{\vec{k}_i}(\vec{r}_i) \exp(i\vec{q}\vec{r}_i) \varphi_i(\vec{r}_i) \right|^2 \times$$
$$\times \prod_{i=N_0-N+1}^{N_0} \left(1 - \int d^3k_j \left| \int d^3\vec{r}_j \, \psi^*_{\vec{k}_j}(\vec{r}_j) \exp(i\vec{q}\vec{r}_j) \varphi_j(\vec{r}_j) \right|^2\right), \quad (3)$$

где $\vec{k}$ – импульс электрона в континууме, $\prod_j (\ldots) = 1$ при $N = 0$.

В дальнейшем будем рассматривать ионизацию высокой кратности $N_0 \gg 1$, $N_0 - N \gg 1$. Вероятность (3) зависит от вектора $\vec{q}$, однако после усреднения по проекции полного орбитального момента начального состояния атома вероятность будет функцией только от $|\vec{q}|$. Сечение ионизации получается после интегрирования по прицельному параметру b, либо по переданному импульсу $q = 2Z/(\sigma b)$ в пределах от q_0 до q, определяемых из границ применимости подхода [5]. Необходимость такого обрезания определялась недостаточной скоростью убывания (в общем случае, например, при произвольных N_0, N_0-N) неупругого формфактора (1) при $q\to 0$ и $q\to\infty$. При ионизации (либо возбуждении) высокой кратности многоэлектронный формфактор (1) сводится к многократным произведениям (3) одноэлектронных формфакторов, такие произведения быстро убывают при $q\to 0$ и $q\to\infty$, и необходимость в обрезании отпадает, что позволяет считать $q_0=0$ и $q_1=\infty$. Таким образом, сечение N_0-N кратной ионизации имеет вид

$$\sigma^{(N_0-N)+}=8\pi\frac{Z^2}{v^2}\int\limits_0^\infty\frac{dq}{q^3}W(q). \qquad (4)$$

В дальнейшем для простоты будем рассматривать ионизацию одной оболочки, тогда N_0 – число электронов в оболочке. Введем среднее по орбитальному моменту l и его проекции m значение одноэлектронного неупругого формфактора для каждого электрона оболочки

$$\rho(q)=\frac{1}{M_n}\sum_{l,m}\int d^3k\left|\int d^3r\,\varphi^*_{\vec{k}}(\vec{r})\exp(i\vec{q}\vec{r})\,\psi_{nlm}(\vec{r})\right|^2, \qquad (5)$$

где суммирование ведется по всем возможным значениям l и m для данной n-оболочки, M_n – число таких значений, n – главное квантовое число. Очевидно, что $\rho(q)\equiv\rho(|\vec{q}|)$ не зависит от углов вектора $\vec{q}$. Если считать, что эффективный заряд ядра Z^* для всех электронов данной оболочки имеет одно и то же значение, $\rho(q)$ будет иметь смысл средней вероятности ионизации одного электрона. Тогда, заменяя в (3) каждый одноэлектронный формфактор на среднее (5), получим для вероятности ионизации N_0-N электронов обычное для приближения независимых электронов выражение [4]:

$$W(q)\frac{N_0!}{(N_0-N)!\,N!}\left(\rho(q)\right)^{N_0-N}\left(1-\rho(q)\right)^N. \qquad (6)$$

Однако эффективный заряд ядра зависит от степени ионизации. Чтобы учесть это, проделаем в (5) замену $\vec{k}\equiv\vec{k}/Z^*$, $\vec{q}\equiv\vec{q}/Z^*$, $\vec{r}\equiv\vec{r}\cdot Z^*$, соответствующую переходу к кулоновым единицам [8], стр. 147. Тогда правую часть (5) можно вычислять, используя волновые функции атома водорода с зарядом ядра, равным единице, а вся зависимость от Z^* заключается в замене $\vec{q}\equiv\vec{q}/Z^*$. Везде ниже под $\rho(q)$ из (5) мы будем понимать формфактор атома водорода усредненный в соответствии с формулой (5). Такая замена позволяет вычислить сечение ионизации при более общих, чем при выводе формулы (6), предположениях. Рассмотрим сначала сечение полной ионизации оболочки (ионизации всех N_0 электронов), тогда в (3) $N=0$ и W сводится к произведению N_0 штук одноэлектронных формфакторов. Введем эффективный заряд ядра, соответствующий полной ионизации оболочки $Z^*_{N_0}$. Заменяя каждый одноэлектронный формфактор на средний (5) получим вероятность полной ионизации

$$W^{N_0+} = (p(q))^{N_0}, \tag{7}$$

где $q \equiv q/Z^*_{N_0}$. Интеграл (4) с вероятностью (7) можно взять асимтотически ($N_0 \gg 1$) методом Лапласа ([9], стр. 71) в предположении, что $p(q)$ имеет один максимум на интервале интегрирования. В существовании максимума легко убедиться из (5): при $q \to 0$, $p(q) \to 0$ из-за ортогональности φ_{nlm} и $\psi_{\vec{k}}$; при $q \to \infty$, $p(q) \to 0$ из-за осцилляций $\exp(i\vec{q}\vec{r})$. В результате сечение полной N_0 – кратной ионизации оболочки

$$\sigma^{N_0+} = 8\pi \frac{1}{v^2} \left(\frac{Z}{Z^*_{N_0}}\right)^2 \frac{1}{q_0^3} \sqrt{\frac{-2\pi}{p''(q_0)}} \frac{1}{\sqrt{N_0}} (p(q_0))^{N_0+\frac{1}{2}}. \tag{8}$$

Здесь и ниже q_0 – точка максимума функции $p(q)$, $p''(q_0)$ – значение второй производной в этой точке.

В случае (N_0-1) – кратной ионизации вероятность (3) – разность двух членов, причем первый член содержит произведение N_0-1 штук одноэлектронных формфакторов и соответствует N_0-1 электрону в континууме, соответствующий эффективный заряд $Z^*_{N_0-1}$, а второй член содержит произведение N_0 штук одноэлектронных формфакторов и соответствует N_0 электронам в континууме, соответствующий заряд ядра $Z^*_{N_0}$. Тогда, вводя средний формфактор (5), получим вероятность (N_0-1) - кратной ионизации

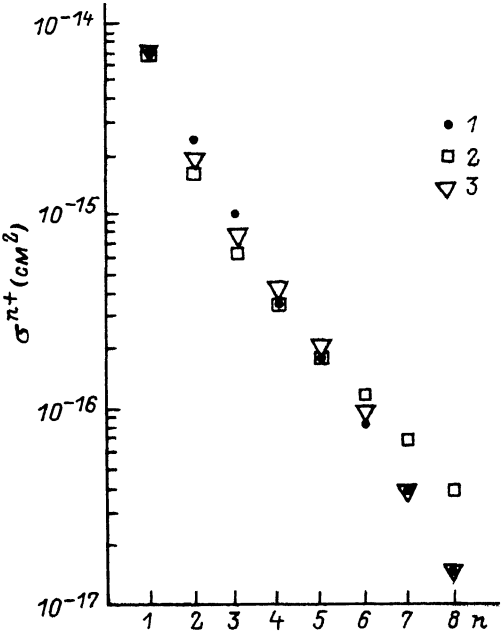
$$W^{(N_0-1)+} = N_0 (p(q'))^{N_0-1} - N_0 (p(q''))^{N_0}, \tag{9}$$

где $q' \equiv q/Z^*_{N_0-1}$, $q'' \equiv q/Z^*_{N_0}$. Подставляя (9) в (4) и интегрируя каждый член в отдельности, получим сечение N_0-1-кратной ионизации

$$\sigma^{(N_0-1)} = N_0 \sigma^{N_0+} \left[\left(\frac{Z^*_{N_0}}{Z_{N_0-1}}\right)^2 \sqrt{\frac{N_0}{N_0-1}}\, p^{-1}(q_0) - 1 \right]. \tag{10}$$

В общем случае N_0-N – кратной ионизации, действуя аналогично, получим

$$\sigma^{(N_0-N)+} \frac{N_0!}{(N_0-N)!\,N!} \sigma^{N_0+} \sum_{m=0}^{N} (-1)^m \left(\frac{Z^*_{N_0}}{Z^*_{N_0-N+m}}\right)^2 \frac{N!}{(N-m)!\,m!} \sqrt{\frac{N_0}{N_0-N+m}} (p(q_0))^{-N+m}, \tag{11}$$



Сечения многократной ионизации атома неона (многозарядными ионами урана U^{32+} с энергией 1.4 мэв/нуклон) σ^{n+} (см^2) в зависимости от степени ионизации n, 1 – эксперимент [1], 2 – расчет [1], 3 – наши результаты.

где $Z^*_{N_0-N+m}$ – эффективный заряд ядра при (N_0-N+m) – кратной ионизации.

Полученные формулы (8, 10, 11) позволяют в принципе вычислить сечения ионизации любой кратности (при условиях $N_0 \gg 1$, $N_0-N \gg 1$), или по известным из эксперимента каким-либо двум сечениям восстановить остальные. Проще всего считать известными σ^{N_0+} и $\sigma^{(N_0-1)+}$, тогда из (10) легко найти $\rho(q_0)$ и подставить в (11), в результате сечение произвольной N_0-N - кратности ионизации окажется выраженным через σ^{N_0+} и $\sigma^{(N_0-1)+}$. Результат такого расчета для многократной (до восьми) ионизации неона приведен на рисунке, при расчете эффективный заряд ядра принимался равным степени ионизации, т.е. $Z^*_N=N$. Как видно из рисунка, согласие расчета с экспериментом [1] хорошее даже для ионизации малой кратности формально лежащей вне границы $(N_0-N \gg 1)$ применимости формул (8, 10, 11).

Список литературы

[1] Ullrich J., Horbatch M., Dangendorf V., Kelbch S., Schmidt-

Böcking H. // J. Phys. B. 1988. V. 21. N 4. P. 611–621.
[2] McGuier J.H., Müller A., Schuch B., Groh W., Salzborn E. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. N 6. P. 2479–2483.

[3] McGuier J.H., Weaver L. // Phys. Rev. A. 1977. V. 16. N 1. P. 41–47.
[4] Ben-Itzak I., Groy T.J., Legg J.C., McGuier J.H. // Phys. Rev. A. 1988. V. 37. N 10. P. 3685–3691.
[5] Матвеев В.И. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 6. С. 2021–2025.
[6] Матвеев В.И. // ЖТФ. 1987. Т. 57. № 6. С. 1176–1177.
[7] Алимов Р.А., Матвеев В.И. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 9. С. 158–161.
[8] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974. 752 с.
[9] Федорюк М.В. Асимтотика, интегралы и ряды. М.: Наука, 1987. 444 с.

Ташкентский государственный университет

Поступило в Редакцию 7 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1 12 января 1991 г.

01; 07

АХРОМАТИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

И.Н. Сисакян, А.М. Смолович

Изофазная поверхность при интерференции двух геометрооптических волн обладает способностью восстанавливать эйконал одной из волн при отражении от нее второй волны [1]. В [2] обращено внимание, что это свойство не зависит от длины волны восстанавливающего излучения. Хотя исторически данный механизм восстановления поля был предложен для трехмерных голограмм, фактически он существенно отличается от голографического и представляет самостоятельный интерес.

Пусть объектная $A_0(\vec{r})\exp[ikL_0(\vec{r})]$ и опорная $A_R(\vec{r})\exp[ikL_R(\vec{r})]$ волны удовлетворяют скалярным уравнениям геометрической оптики. Здесь $k=\frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, λ – длина волны излучения, $L_0(\vec{r})$ и $L_R(\vec{r})$ – эйконалы волн, $A_0(\vec{r})$ и $A_R(\vec{r})$ амплитудные функции, $\vec{r}$ – координатный вектор. Интенсивность