ЖЭТФ, 1999, том 115, вып. 5, стр. 1549–1560

НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ ВОДОРОДА В СТОЛКНОВЕНИЯХ С БЫСТРЫМИ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

А. Б. Войткив [a], *Н. Грюн* [b]*, *В. Шайд* [b]*

[a] *Институт электроники им. У. А. Арифова Академии наук Республики Узбекистан 700143, Ташкент, Узбекистан*

[b] *Институт теоретической физики, Университет г. Гиссен, Германия*

Поступила в редакцию 17 апреля 1998 г.

Нейтрализация отрицательных ионов водорода в столкновениях с быстрыми (включая релятивистские скорости столкновения) многозарядными ионами рассматривается с использованием подхода, позволяющего получить простое аналитическое выражение для сечения нейтрализации в области параметров задачи, где неприменимо стандартное борновское приближение.

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомные столкновения с участием отрицательных ионов, приводящие к изменению зарядового состава сталкивающихся частиц, являются предметом довольно интенсивных исследований в течение последних десятилетий (см., например, [1, 2] и цитируемую там литературу). Исследование таких столкновений может привести к важным практическим приложениям (например, получению пучков быстрых нейтральных частиц [3]). Теоретическое рассмотрение процесса нейтрализации ионов H^- в столкновениях с быстрыми частицами, имеющими относительно небольшое значение заряда, когда $Z \ll v$ (Z — заряд частицы, v — скорость столкновения; в работе, если особо не оговорено иное, используется атомная система единиц), может быть проведено с использованием борновского приближения (см., например, [4]) или в рамках метода прицельного параметра, когда для всех прицельных параметров расчет вероятностей электронных переходов проводится в первом порядке теории возмущений по взаимодействию электрона с полем быстрой частицы. Для столкновений с быстрыми тяжелыми частицами оба подхода приводят к эквивалентным результатам для сечений (см., например, [5]), и ниже мы будем для краткости называть их стандартным борновским приближением. Расчет в этом приближении приводит к следующему простому выражению для сечения нейтрализации [6]:

$$\sigma_{-0} = 183.7\frac{Z^2}{v^2}\ln(5.44v). \tag{1}$$

В данной работе рассматривается процесс нейтрализации отрицательных ионов водорода в столкновениях с быстрыми многозарядными ионами:

$$H^- + A^{Z+} \to H^0 + A^{Z+} + e^-, \tag{2}$$

---

*N. Grün, W. Scheid, Institute for Theoretical Physics (Theorie II) at the Justus-Liebig-University Giessen, Heinrich-Buff-Ring 16, D-35392 Giessen, Germany.

в области параметров столкновения $Z \gtrsim v \gg v_0$ (v_0 — характерная скорость слабосвязанного электрона в H^-), когда стандартное борновское приближение уже неприменимо. При таких значениях зарядов и скоростей процесс захвата электрона многозарядным ионом является очень маловероятным (см., например [7, 8]). Поэтому реакция (2) практически полностью определяет величину полного сечения нейтрализации ионов H^- в таких столкновениях. Экспериментально сечения нейтрализации ионов H^- исследовались в работе [2] для столкновений с многозарядными ионами Ne^{Z+} ($Z \leq 4$), Ar^{Z+} и Xe^{Z+} ($Z \leq 8$) при энергиях столкновения (в системе центра масс) $E_{CM} \lesssim 200$ кэВ, а в недавней работе [9] начато экспериментальное исследование нейтрализации ионов H^- быстрыми многозарядными ионами при значительно больших энергиях столкновений, порядка нескольких МэВ/а.е.м. Теоретическому рассмотрению проблемы нейтрализации ионов H^- в столкновениях с быстрыми многозарядными ионами были посвящены работы [1, 2, 8–10], в которых расчет сечений нейтрализации проводился с использованием следующих теоретических подходов: 1) метода классических траекторий Монте-Карло [1]; 2) метода, разработанного в [11] как обобщение теории Келдыша для фотоионизации в сильном поле [12] и примененного к проблеме нейтрализации ионов H^- в [2]; 3) модели двух состояний [10]; 4) метода сильной связи [8].

В данной работе проблема нейтрализации ионов H^- в столкновениях с быстрыми, в том числе и релятивистскими, многозарядными ионами рассматривается с помощью подхода, который, в отличие от перечисленных выше методов, позволяет решить задачу о нахождении сечений в аналитическом виде, причем получаемые результаты пригодны для достаточно широкой области изменения параметров задачи $v \lesssim Z$, $v_0 \ll v < c$ ($c = 137$ — скорость света, границы применимости этого подхода будут уточнены ниже).

2. ОБЩИЙ ФОРМАЛИЗМ

В соответствии с описанием ионов H^- в модели расщепленной оболочки $(1s, 1s')$ будем предполагать, что один из двух электронов находится на почти водородоподобной $1s$-орбитали, в то время как второй, слабосвязанный, электрон занимает диффузную орбиталь с радиусом $\simeq 4$. Большое различие в энергиях связи электронов в H^- (соответственно 0.5 и 0.0275) позволяет рассматривать задачу нейтрализации отрицательного иона водорода в рамках одноэлектронного подхода, в котором предполагается, что внешний, слабосвязанный активный электрон движется в эффективном поле «замороженного» остова (протон + сильносвязанный внутренний электрон). Следуя одному из рецептов выбора эффективной одноэлектронной волновой функции связанного состояния отрицательного иона с валентным s-электроном (см., например, [13]), запишем ее в виде

$$\psi_0(r) = N\frac{e^{-\kappa r} - e^{-\beta r}}{r}, \tag{3}$$

где r — расстояние между активным электроном и ядром иона H^-, $N = \sqrt{\kappa\beta(\kappa+\beta)/2\pi(\beta-\kappa)^2}$ — нормировочный множитель, $\kappa = 0.235$ определяется по известному значению энергии сродства: $\kappa^2/2 = 0.0275$). В качестве значения параметра β выберем $\beta = 0.913$, которое было определено в работе [14] таким образом, чтобы правильно описать значение синглетной длины рассеяния электрона (в s-волне) на атоме водорода при энергиях ниже первого порога возбуждения атома водорода. Волновая функция (3) имеет корректное поведение на больших расстояниях,

$$\psi_0(\kappa r \gg 1) \simeq G\sqrt{\frac{\kappa}{2\pi}}\,\frac{e^{-\kappa r}}{r}, \tag{4}$$

с $G = 1.51$[1)], оставаясь конечной при $r \to 0$. Ниже волновую функцию (3) и соответствующие функции непрерывного спектра (считая при этом, как обычно, что фаза рассеяния электрона на атоме водорода при малых энергиях отлична от нуля лишь для s-волны) будем использовать для описания собственных состояний дискретного и непрерывного спектров иона H^-.

Перейдем к рассмотрению столкновения. Будем предполагать, что отрицательный ион водорода до столкновения покоится в начале координат, а многозарядный ион движется вдоль классической прямолинейной траектории $\mathbf{S}(t) = \mathbf{b} + \mathbf{v}t$, где $\mathbf{b}$ — вектор прицельного параметра. Недавние расчеты [8] показывают, что даже при относительно небольших Z, сечение нейтрализации ионов H^- в столкновениях с быстрыми многозарядными ионами зависит лишь от общего заряда ионов, а не от деталей его внутренней структуры. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать быстрый многозарядный ион как точечный заряд.

Имеющиеся к настоящему времени экспериментальные результаты по нейтрализации ионов H^- быстрыми многозарядными ионами получены для столкновений, когда скорость столкновения гораздо меньше скорости света и, соответственно, релятивистские эффекты пренебрежимо малы. Однако в данной работе, с целью получения возможно более общего решения, мы не будем использовать при выводе выражения для сечения нейтрализации условие $v \ll c$. Соответственно, поле точечного многозарядного иона, двигающегося в общем случае с релятивистской скоростью, описывается следующими скалярным и векторным потенциалами (см., например, [16]):

$$\begin{gathered}\varphi = \frac{Z}{R}, \quad \mathbf{A} = \frac{\mathbf{v}}{c}\varphi, \\ R = \sqrt{(z - vt)^2 + (1 - v^2/c^2)(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{b})^2},\end{gathered} \tag{5}$$

где $(x, y, z) = (\boldsymbol{\rho}, z) = \mathbf{r}$ — координаты активного электрона, ось z направлена вдоль скорости многозарядного иона, а $\boldsymbol{\rho}\mathbf{v} = 0$. Известно (см., например, [2]), что столкновения в области прицельных параметров $b > r_0$ (где $r_0 \approx \kappa^{-1}$ — характерный размер иона H^-) вносят основной вклад в сечение нейтрализации ионов H^- в столкновениях с быстрыми (но нерелятивистскими) многозарядными ионами. Предположим, что это имеет место и в релятивистских столкновениях. Ниже будет показано, что для столкновений при $b > r_0$ скорость электрона в течение всего процесса остается гораздо меньше скорости света c. Поэтому для расчета переходов активного электрона в столкновениях с многозарядными ионами при $b > r_0$ можно использовать уравнение Шредингера

$$i\frac{\partial \Psi}{\partial t} = [H_0 + W(t)]\Psi, \quad b > r_0. \tag{6}$$

В этом выражении H_0 — эффективный одноэлектронный гамильтониан для свободного иона водорода, а $W(t)$ описывает взаимодействие нерелятивистского электрона с полем

[1)] Значение $G = 1.51$ очень близко к величине $G_{Pek} = 1.56$, полученной из расчетов с многопараметрической двухэлектронной волновой функцией [15].

релятивистской частицы:

$$W(t) = \frac{1}{2c}(\mathbf{pA} + \mathbf{Ap}) + \frac{\mathbf{A}^2}{2c^2} - \varphi, \tag{7}$$

где $\mathbf{p}$ — оператор импульса электрона. Поскольку отрицательный ион водорода является нерелятивистской системой, можно ожидать, что магнитное поле, создаваемое многозарядными ионами, лишь слабо влияет на вероятность отрыва электрона от H^- в столкновениях при $b > r_0$. Можно получить простую оценку для относительной важности электрического и магнитного полей, создаваемых многозарядными ионами, рассматривая выражение для классической силы Лоренца, действующей на электрон в этих полях:

$$\mathbf{F} = \mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_{el}\mathbf{H}],$$

где $\mathbf{v}_{el}$ — скорость электрона. Хотя для полей, создаваемых релятивистскими частицами, в общем случае имеем $H \simeq E$, однако, поскольку $v_{el}/c \ll 1$, для отношения магнитной составляющей силы Лоренца к ее электрической части находим $v_{el}/v/c^2 \ll 1$. Таким образом, рассматривая столкновения при $b > r_0$, магнитным полем многозарядных ионов можно пренебречь для любых значений скорости столкновения. Поэтому взаимодействие (7) может быть в первом приближении выражено лишь через напряженность электрического поля. Для этого используем калибровочное преобразование

$$\begin{gathered}\mathbf{A}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) + \nabla\chi(\mathbf{r}, t),\\ \varphi_1(\mathbf{r}, t) = \varphi(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\chi(\mathbf{r}, t),\\ \Psi_1(\mathbf{r}, t) = \exp[-i\chi(\mathbf{r}, t)]\,\Psi(\mathbf{r}, t),\end{gathered} \tag{8}$$

где χ — калибровочная функция. Применяя калибровочную функцию Гепперт-Майер [17],

$$\chi(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{r}\mathbf{A}(0, t), \tag{9}$$

используя выражения (6)–(9), раскладывая скалярный и векторный потенциалы в ряд по координате электрона до членов первого порядка включительно и сохраняя в выражении для взаимодействия в новом уравнении Шредингера лишь главный член, находим

$$i\frac{\partial\Psi_1}{\partial t} = [H_0 + W_1(t)]\,\Psi_1, \quad b > r_0, \tag{10}$$

где $W_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{r}\mathbf{E}(0, t)$, а

$$\begin{gathered}\mathbf{E}(0, t) = \mathbf{E} = -\nabla\varphi(0, t) - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}(0, t)}{\partial t} = \frac{Z\mathbf{R}_1}{R_0^3\gamma^2}, \quad b > r_0,\\ \mathbf{R}_1 = (-\mathbf{b}, vt), \quad R_0 = \sqrt{v^2t^2 + \left(\frac{b}{\gamma}\right)^2}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}.\end{gathered} \tag{11}$$

В этом выражении $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля, рассчитанная в дипольном приближении. Взаимодействие W_1 может рассматриваться как действующее в течение конечного интервала времени. Действительно, имеем

$$\int_{-\infty}^{\infty} W_1(t)dt = W_1(t=0)T, \tag{12}$$

где $T = T(b) = 2b/\gamma v$ имеет смысл эффективного времени столкновения (см., например, [18]). В зависимости от величины прицельного параметра это время может быть как меньше, так и больше характерного времени обращения $\tau \approx r_0/v_0$ активного электрона в связанном состоянии свободного иона H^-. Используя волновую функцию (3), характерную скорость электрона v_0 в связанном состоянии иона H^- можно оценить как $v_0 \simeq \sqrt{\beta\kappa} \simeq \sqrt{\kappa}$, т.е. $\tau \approx \kappa^{-3/2}$. Следуя [19], разделим всю область прицельных параметров $b > r_0$ на две подобласти: 1) $r_0 < b \ll \gamma v\tau$; 2) $b \gg Z/v\kappa$. Эти подобласти частично перекрываются при условии $Z/\kappa \ll \gamma v^2\tau$, и ниже мы будем предполагать его выполненным.

Когда эффективное время столкновения мало в сравнении с характерным внутренним временем атомной системы, для расчета переходов атомной системы может быть использовано приближение внезапных возмущений (см., например, [20, 21]). В области прицельных параметров $r_0 < b \ll \gamma v^2\tau$, где $T(b) \ll \tau$, для расчета вероятности нейтрализации будем использовать нулевой порядок приближения внезапных возмущений, в рамках которого вероятность нейтрализации $w_{-0}(b)$ записывается в виде

$$w_{-0}(b) \simeq w^{s}_{-0}(b) = \int d\mathbf{k} \left| \langle\mathbf{k}| \exp\left[-i\int_{-\infty}^{\infty} W_1(t)dt\right] |\psi_0\rangle \right|^2, \tag{13}$$

где $|\mathbf{k}\rangle$ — состояния непрерывного спектра эффективного одноэлектронного гамильтониана H_0 для H^-. С учетом соотношения

$$\int_{-\infty}^{\infty} W_1(t)dt = \mathbf{qr},$$

где $\mathbf{q} = 2Z\mathbf{b}/vb^2$ имеет смысл среднего импульса, переданного активному электрону полем многозарядного иона, выражение (13) может быть переписано в виде

$$w^{s}_{-0}(b) = \int d\mathbf{k} \left|\langle\mathbf{k}|e^{-i\mathbf{qr}}|\psi_0\rangle\right|^2. \tag{14}$$

Величина импульса q пренебрежимо мала в сравнении с $m_e c = 137$, что оправдывает наше предположение о существенно нерелятивистских скоростях электрона в столкновениях при $b > r_0$. Пространственный сдвиг электрона за время столкновения, ξ, который может быть оценен как $\xi(b) \sim q(b)T(b) \sim Z/\gamma v^2 \ll r_0$, мал в сравнении с характерным размером иона H^-. Условия $T(b) \ll \tau$ и $\xi(b) \ll r_0$ оправдывают использование нулевого порядка приближения внезапных возмущений для рассматриваемой задачи в области прицельных параметров $r_0 < b \ll \gamma v\tau$.

В нашем случае при расчете вероятности (14) удобно использовать условие полноты для состояний $|\psi_0\rangle$ и $\{|\mathbf{k}\rangle\}$ отрицательного иона:

$$|\psi_0\rangle\langle\psi_0| + \int d\mathbf{k}|\mathbf{k}\rangle\langle\mathbf{k}| = \mathbf{I}.$$

В результате

$$w^{s}_{-0}(b(q)) = 1 - \frac{16\pi^2 N^4}{q^2}\left(\operatorname{arctg}\frac{q}{2\kappa} + \operatorname{arctg}\frac{q}{2\beta} - 2\operatorname{arctg}\frac{q}{\kappa+\beta}\right)^2. \quad (15)$$

Для вклада в сечение нейтрализации σ_{-0} от столкновений с прицельными параметрами $b_1 \le b \le b_2$ (где $b_2 \ll \gamma v \tau$, а b_1 определяется ниже) имеем

$$\Delta\sigma_{-0}(b_1 \le b \le b_2) = 2\pi \int\limits_{b_1}^{b_2} db\, b w^{s}_{-0}(b) = 8\pi \frac{Z^2}{v^2}\int\limits_{q_2}^{q_1}\frac{dq}{q^3}\,p(q), \quad (16)$$

где $p(q) = w^{s}_{-0}(b(q))$ и $q_{1,2} = 2Z/vb_{1,2}$.

Столкновения в области малых прицельных параметров $b \lesssim r_0$ характеризуются (при выполнении условия $v \lesssim Z$) большими передачами энергии активному электрону в сравнении с его энергией связи в H^-. Средняя энергия, переданная электрону в столкновении с прицельным параметром b, может быть оценена как $\epsilon_{tr}(b) \simeq 2Z^2/b^2v^2$ при $b \gtrsim r_0$ (см., например, [18]). Это означает, что эта энергия велика уже при $b \simeq r_0$ ($\epsilon_{tr} \simeq 2Z^2\kappa^2/v^2 \gg \kappa^2/2$) и, соответственно, становится еще больше при прицельных параметрах $b \lesssim r_0$. Такая большая передача энергии активному электрону должна приводить к его отрыву от отрицательного иона с вероятностью $w^{s}_{-0}(b) \simeq 1$. Для дальнейшего здесь важно отметить следующее. Условие $b > r_0$ является существенным для вывода выражения (14) (поскольку мы используем дипольное разложение для взаимодействия электрона с полем многозарядного иона), и, соответственно, применение этого выражения для расчета вероятности нейтрализации обосновано лишь при $b > r_0$. Однако расчет показывает, что при $v \lesssim Z$ выражение (14) дает разумные (близкие к единице) значения для вероятности отрыва и в области прицельных параметров $b \lesssim r_0$ ($w^{s}_{-0}(b) \lesssim 1$). Поэтому ниже мы будем применять выражение (14) для оценки вероятности отрыва электрона в области малых прицельных параметров $b \lesssim \kappa^{-1}$.

Наши расчеты показывают, что величина вклада (16) в сечение нейтрализации практически не зависит от величины q_1 при изменении последней в области значений $q_1 \gtrsim 1$. Поэтому мы просто положим ниже $q_1 = \infty$ ($b_1 = 0$):

$$\Delta\sigma_{-0}(0 \le b \le b_2) = 8\pi\frac{Z^2}{v^2}\int\limits_{q_2}^{\infty}\frac{dq}{q^3}\,p(q). \quad (17)$$

Интеграл в уравнении (17) может быть рассчитан следующим образом. Запишем его как

$$\int\limits_{q_2}^{\infty}\frac{dq}{q^3}\,p(q) = \int\limits_{q_0}^{\infty}\frac{dq}{q^3}\,p(q) + \int\limits_{q_2}^{q_0}\frac{dq}{q^3}\,p(q), \quad (18)$$

где $q_0 \ll \kappa$. Из (15) следует, что $p(q) = 6.055q^2$ при $q \ll \kappa$. Кроме того, $q_2 \ll \kappa$ при $Z/v\kappa \ll b_2 \ll \gamma v\tau$. Поэтому можно записать

$$\int\limits_{q_2}^{\infty}\frac{dq}{q^3}\,p(q) = \int\limits_{q_0}^{\infty}\frac{dq}{q^3}\,p(q) + 6.055\ln\frac{q_0 b_2 v}{2Z}, \quad (19)$$

где b_2 находится в пределах $Z/v\kappa \ll b_2 \ll \gamma v \tau$. При малых значениях q_0 интеграл в правой части выражения (19) зависит от q_0 как $\ln(1/q_0)$. Действительно, численные расчеты при различных (но малых) значениях q_0 показывают, что этот интеграл может быть представлен как

$$\int_{q_0}^{\infty} \frac{dq}{q^3}\, p(q) = 6.055 \ln \frac{C}{q_0}, \tag{20}$$

где значение $C = 0.46$ практически не зависит от q_0. Таким образом, используя выражения (17)–(20), для величины вклада в сечение отрыва от области столкновений с прицельными параметрами $0 \le b \le b_2$, где точка b_2 лежит в пределах $Z/v\kappa \ll b_2 \ll \gamma v \tau$, находим

$$\Delta\sigma_{-0}(0 \le b \le b_2) = 152.2 \frac{Z^2}{v^2} \ln \frac{0.46 v b_2}{2Z}. \tag{21}$$

В области достаточно больших прицельных параметров, когда $b \gtrsim \gamma v \tau$, приближение внезапных возмущений неприменимо. Однако при столкновениях с большими прицельными параметрами можно ожидать, что поле многозарядного иона, несмотря на его большой заряд, представляет лишь малое возмущение даже для слабосвязанного активного электрона в H^-. Расчет показывает, что при столкновениях в области прицельных параметров $b \gg Z/v\kappa$ вероятность отрыва электрона мала в сравнении с единицей. Действительно, при $Z/v\kappa \ll b \ll \gamma v \tau$ можно еще использовать выражение (14), что дает

$$w_{-0}(b) \simeq \int d\mathbf{k}\, |\langle \mathbf{k}|\mathbf{qr}|\psi_0\rangle|^2 \simeq 1.34 \frac{Z^2}{v^2\kappa^2 b^2} \ll 1. \tag{22}$$

Поэтому для расчета вероятности отрыва электрона в столкновениях при $b \gg Z/v\kappa$ можно использовать теорию возмущений по взаимодействию $W_1(t)$. В первом порядке этой теории для вероятности отрыва имеем (см. Приложение)

$$w_{-0}(b) \simeq w^p_{-0}(b) = \frac{4Z^2}{\gamma^4 v^4} \int_0^{\infty} dk\, k^2 \omega_{k1}^2 y_{k1}^2 \left[K_0^2\left(\frac{\omega_{k1} b}{\gamma v}\right) + \gamma^2 K_1^2\left(\frac{\omega_{k1} b}{\gamma v}\right)\right], \quad b \gg \frac{Z}{v\kappa}, \tag{23}$$

где $\omega_{k1} = (\mathbf{k}^2 + \kappa^2)/2$ — частоты перехода электрона; y_{k1}^2 ($z_{k1}^2 = x_{k1}^2 = y_{k1}^2 = r_{k1}^2/3$) — усредненные квадраты компонент (одноэлектронных) дипольных матричных элементов для H^-; K_0 и K_1 — модифицированные функции Бесселя. Вклад в сечение нейтрализации от столкновений в области прицельных параметров $b_3 \le b < \infty$ имеет простой вид, если точка b_3 выбрана находящейся в пределах $Z/v\kappa \ll b_3 \ll \gamma v \tau$:

$$\Delta\sigma_{-0}(b_3 \le b < \infty) = 2\pi \int_{b_3}^{\infty} db\, b w^p_{-0} = 152.2 \frac{Z^2}{v^2} \left[\ln\left(\frac{1.123 v\gamma}{\omega_{eff} b_3}\right) - \frac{v^2}{2c^2}\right], \tag{24}$$

где

$$\omega_{eff} = \exp\left(\frac{\int_0^{\infty} dk\, k^2 y_{k1}^2 \ln \omega_{k1}}{\int_0^{\infty} dk\, k^2 y_{k1}^2} \right) = 0.081.$$

Используя (21) и (24) и полагая $b_2 = b_3$ (что возможно, поскольку две рассмотренные выше области прицельных параметров частично перекрываются), получаем следующую простую формулу для полного сечения нейтрализации ионов H^- в столкновениях с быстрыми многозарядными ионами:

$$\sigma_{-0} = 152.2\frac{Z^2}{v^2}\left[\ln\left(\frac{3.2v^2\gamma}{Z}\right) - \frac{v^2}{2c^2}\right]. \tag{25}$$

Вклад в сечение нейтрализации от области прицельных параметров $b \lesssim r_0$ по порядку величины не превышает πr_0^2. Как следует из (25), $\sigma_{-0} \gg \pi r_0^2$ при $Z \gtrsim v$. Это означает, что наше исходное предположение об относительном вкладе в сечение от области прицельных параметров $b > r_0$ является верным.

Уточним пределы применимости используемого подхода. Во-первых, для использования приближения внезапных возмущений необходимо условие $v \gg v_0 \simeq \sqrt{\kappa}$. Во-вторых, условие $Z \gtrsim v$ необходимо для минимизации ошибки, вносимой при использовании выражения (14) для расчета в области прицельных параметров $b \lesssim r_0$. В третьих, существенным является условие частичного перекрывания двух рассмотренных выше областей прицельного параметра, что имеет место при $Z/\kappa v \ll \gamma v\tau \simeq \gamma v\kappa^{-3/2}$. Следовательно, выражение (25) может быть использовано для расчета сечений в области параметров задачи, определяемой условиями $v \lesssim Z \ll \gamma v^2/\sqrt{\kappa}$ и $v \gg v_0 \simeq \sqrt{\kappa}$. В релятивистском случае область применимости сводится к $Z \sim v \sim c$. Для нерелятивистских столкновений, когда $(v/c)^2 \ll 1$, нерелятивистский предел формулы (25)[2],

$$\sigma_{-0} = 152.2\frac{Z^2}{v^2}\ln\frac{3.2v^2}{Z}, \tag{26}$$

может применяться для расчета сечений при одновременном выполнении условий $v \lesssim Z \ll v^2/\sqrt{\kappa}$ и $v \gg v_0 \simeq \sqrt{\kappa}$. Здесь стоит отметить также следующее. Поскольку активный электрон в H^- имеет, по атомным масштабам, очень малую энергию связи и малую орбитальную скорость, то даже столкновения с частицами с $Z \sim 1$ и $v \sim 1$ уже могут рассматриваться как столкновения с быстрыми «многозарядными» ионами, а значения сечений нейтрализации ионов H^- оцениваться по формуле (26).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1 представлено сравнение результатов расчета по (26) с экспериментальными данными по сечениям нейтрализации ионов H^- в столкновениях с ионами Ne ($Z \leq 4$), Ar и Xe ($Z \leq 8$) при энергии столкновения в системе центра масс сталкивающихся частиц E_{CM} = 200 кэВ [2]. С учетом утверждения авторов эксперимента [2] о зависимости, в пределах ошибок эксперимента, величин сечений лишь от общего заряда иона, а не от деталей его внутренней структуры, можно сделать вывод о хорошем

---

[2] Интересно отметить, что при $Z = 1$ выражение (26) совпадает, с точностью до не очень существенного различия в численных множителях перед и под знаком логарифма, с формулой для сечения нейтрализации ионов H^- электронным ударом, полученной в работе [22] в предположении о классическом движении налетающего электрона.

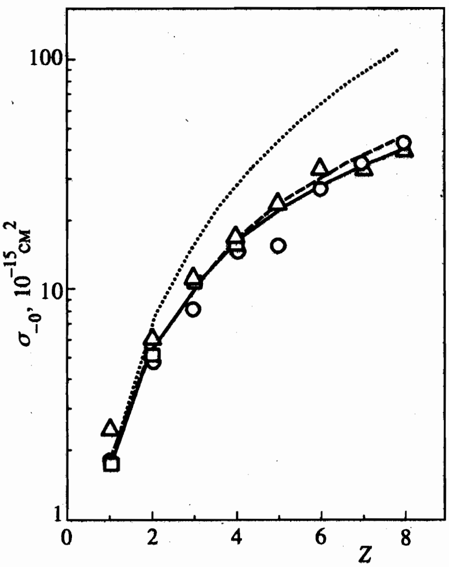

Рис. 1

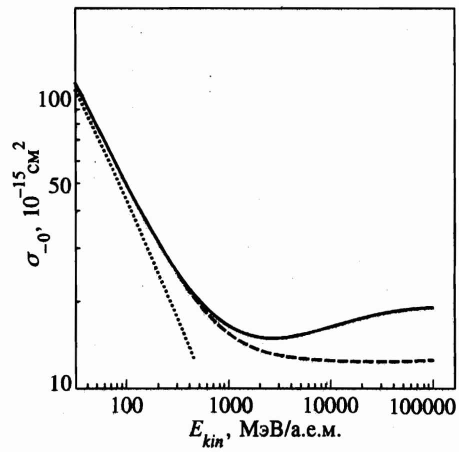

Рис. 2

Рис. 1. Сечения нейтрализации ионов H^- при энергии столкновения (в системе центра масс) E_{CM} = 200 кэВ. Экспериментальные данные из [2]: квадраты — Ne^{Z+} (Z = 1–4); кружки — Ar^{Z+} (Z = 1–8); треугольники — Xe^{Z+} (Z = 1–8). Сплошная кривая, штриховая и пунктир — результаты расчетов соответственно по (26), по формуле Преснякова—Ускова и по формуле (1)

Рис. 2. Сечение нейтрализации ионов H^- в релятивистских столкновениях с ионами U^{92+} как функция кинетической энергии (в расчете на атомную единицу массы) налетающего многозарядного иона. Сплошная кривая — расчет по релятивистской формуле (25), штрихи и пунктир — расчет по (26) с использованием соответственно релятивистского и нерелятивистского соотношений между скоростью и кинетической энергией многозарядного иона

согласии наших результатов с экспериментом. На этом же рисунке приведены результаты расчета в стандартном борновском приближении (формула (1)) и с использованием аналитической аппроксимации Преснякова—Ускова (формула (9) из работы [2]). При этих значениях параметров столкновения выражение (26) и формула Преснякова—Ускова дают весьма близкие (как друг к другу, так и к эксперименту) результаты для всех Z = 1–8, в то время как стандартное борновское приближение при больших Z дает существенно завышенные результаты.

Отметим, что и для других значений параметров Z и v, лежащих в области применимости используемого нами подхода, расчет сечений по формуле (26) дает хорошее согласие как с экспериментальными данными [2], так и с результатами других расчетов [2, 8, 10].

В [9] начато экспериментальное исследование нейтрализации ионов в области значительно больших энергий столкновения E (порядка нескольких МэВ/а.е.м.). В докладе авторов работы [9] на конференции по физике многозарядных ионов сообщалось о (предварительных) экспериментальных результатах для сечения нейтрализации ионов H^- ионами Ar^{18+} при энергии столкновения E = 2 МэВ/а.е.м. Ими были получены величины $\sigma_{-0}^{exp} = 3.8 \cdot 10^{-14}$ см^2. При таких параметрах столкновения выражение (26) дает для сечения $4.55 \cdot 10^{-14}$ см^2, формула Преснякова—Ускова — значение $4.8 \cdot 10^{-14}$ см^2, а формула (1) — величину $8 \cdot 10^{-14}$ см^2. Существенное завышение значений сечений при больших Z, даваемое формулой (1), является следствием неунитарности стандартного борновского приближения. Вероятность нейтрализации в этом приближении пропорциональна Z^2 и для столкновений с многозарядными ионами при небольших прицельных параметрах может превысить единицу. Используемый в данной работе подход свободен от этого недостатка, поскольку для расчета вероятности нейтрализации в области небольших b используется приближение внезапных возмущений, являющееся унитарным. Интересно отметить, что формула Преснякова—Ускова и формула (26), найденные при использовании существенно отличающихся друг от друга подходов, дают весьма близкие значения сечений при $v^2/Z > 1$. Так, при изменении параметра $x = v^2/Z$ в пределах $1 < x < 100$ для отношения сечения (26) к сечению Преснякова—Ускова, $f = \sigma_{-0}/\sigma_{Pr-Us}$, имеем $0.9 < f(x) < 0.96$.

Как выше отмечалось, используемый в данной работе подход применим также для описания нейтрализации ионов H^- в релятивистских столкновениях с ионами, имеющими очень большие значения заряда. На рис. 2 в качестве примера представлены результаты расчета сечения нейтрализации иона H^- в релятивистских столкновениях с U^{92+}. Релятивистские эффекты, влияющие на ход зависимости сечения нейтрализации от кинетической энергии многозарядного иона, можно разделить на: а) эффект, связанный с более медленным ростом скорости многозарядных ионов с увеличением его кинетической энергии, чем это следовало бы из нерелятивистской механики и б) эффект, связанный со «сплющиванием» электрического поля релятивистской частицы по направлению ее движения (см., например, [16]). Из рис. 2 можно заключить, что эффект а) становится заметен при энергиях $E_{kin} \sim 100$ МэВ/а.е.м., а эффект б) начинает проявляться при $E_{kin} \sim 1$ ГэВ/а.е.м. В то время как выражение (26) (при использовании релятивистского соотношения между скоростью и энергией) стремится к конечному пределу в области ультрарелятивистских столкновений, релятивистская формула (25) описывает в этой области возрастание сечения. Это возрастание имеет простой физический смысл. В ультрарелятивистском пределе с ростом энергии скорость столкновения практически не меняется, однако возрастает γ и, соответственно, увеличивается эффект «сплющивания» электрического поля, создаваемого релятивистской частицей. Это приводит к уменьшению эффективного времени столкновения $T(b)$. Соответственно возрастают размеры области прицельных параметров $b \lesssim \gamma v \tau$, в которой столкновение является для электрона «внезапным», и в которой вероятность отрыва уменьшается с ростом b гораздо медленнее (степенным образом, см. выражение (22)), чем это имеет место в области $b \gtrsim \gamma v \tau$, где внешнее возмущение является для электрона адиабатически медленным, и где вероятность отрыва убывает экспоненциально с ростом b. Как результат, эффект «сплющивания» электрического поля приводит к сечению, которое расходится с ростом γ как $\ln \gamma$ (см., например, [23] и цитируемую там литературу).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели процесс нейтрализации отрицательных ионов водорода в столкновениях с быстрыми многозарядными ионами. В рамках используемого подхода ион H^- описывается в одноэлектронном приближении, а выражение для волновой функции активного электрона выбрано в виде, дающем правильное асимптотическое поведение этой функции при $r \gg \kappa^{-1}$ и конечные результаты при $r \lesssim \kappa^{-1}$. Столкновения с быстрыми многозарядными ионами рассматриваются путем разбиения всей области прицельных параметров на две частично перекрывающиеся подобласти. Для описания нейтрализации в столкновениях при $b \ll \gamma v \tau$, когда эффективное время столкновения $T(b) \sim b/\gamma v$ мало, используется нулевой порядок приближения внезапных возмущений. Это приближение унитарно и при $v_0 \ll v \lesssim Z$ дает разумные результаты для вероятности отрыва даже для области $b \lesssim r_0$, где $w_{-0}(b) \simeq 1$. Для описания столкновений в области больших прицельных параметров $b \gg Z/v\kappa$, где взаимодействие электрона с многозарядным ионом является уже слабым и вероятность отрыва электрона мала, используется первый порядок теории возмущений по полю многозарядного иона. Полученное выражение для сечения нейтрализации применимо в широкой области изменения параметров задачи Z и v, обсужденной выше.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В первом порядке теории возмущений амплитуда перехода электрона, $a(\mathbf{k})$, имеет вид

$$a(\mathbf{k}) = -i \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(i\omega_{k1}t)\langle \mathbf{k}|W_1|\psi_0\rangle, \tag{27}$$

где $\omega_{k1} = (k^2+\kappa^2)/2$ — частота перехода. Интегрирование по времени в (27) приводит к

$$a(\mathbf{k}) = \frac{2iZ}{\gamma^2 v}\left\{K_0\left(\frac{\omega_{k1}b}{\gamma v}\right)\langle \mathbf{k}|\exp\left(\frac{i\omega_{k1}z}{v}\right)|\psi_0\rangle + \frac{\gamma\omega_{k1}}{v}K_1\left(\frac{\omega_{k1}b}{\gamma v}\right)\langle \mathbf{k}|y|\psi_0\rangle\right\} =$$
$$= \frac{2iZ\omega_{k1}}{\gamma^2 v^2}\left\{\gamma K_1\left(\frac{\omega_{k1}b}{\gamma v}\right)\langle \mathbf{k}|y|\psi_0\rangle + iK_0\left(\frac{\omega_{k1}b}{\gamma v}\right)\langle \mathbf{k}|z|\psi_0\rangle\right\}. \tag{28}$$

В (28) ось y направлена вдоль вектора прицельного параметра, K_0 и K_1 — модифицированные функции Бесселя. Используя для волновой функции непрерывного спектра стандартное разложение по сферическим гармоникам (см., например, [4]),

$$|\mathbf{k}\rangle = \sum_{l=0}^{\infty}\sum_{m=-l}^{l} i^l \exp(-i\delta_l)R_{kl}(r)Y_{lm}^*\left(\frac{\mathbf{r}}{r}\right)Y_{lm}\left(\frac{\mathbf{k}}{k}\right), \tag{29}$$

из (28) получаем

$$|a(\mathbf{k})|^2 = \frac{4Z^2\omega_{k1}^2}{v^4\gamma^4}r_{k1}^2\left[K_0^2\left(\frac{\omega_{k1}b}{\gamma v}\right)\cos^2\theta + \gamma^2K_1^2\left(\frac{\omega_{k1}b}{\gamma v}\right)\sin^2\theta\sin^2\varphi\right], \tag{30}$$

где θ $(0 \le \theta \le \pi)$ — угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{v}$, φ $(0 \le \varphi < 2\pi)$ — угол между $\mathbf{b}$ и проекцией импульса электрона $\mathbf{k}$ в конечном состоянии на плоскость прицельного параметра, а

$$r_{k1} = \sqrt{4\pi}\int_0^{\infty} dr\, r^3 R_{k1}(r)\psi_0(r).$$

Из выражения (30) для вероятности отрыва окончательно находим

$$w_{-0}(b) = w^{p}_{-0}(b) = \int d\mathbf{k}\,|a(\mathbf{k})|^2 =$$
$$= \frac{4Z^2}{3\gamma^4 v^4} \int\limits_0^\infty dk\, k^2 \omega_{k1}^2 r_{k1}^2 \left[K_0^2\left(\frac{\omega_{k1} b}{\gamma v}\right) + \gamma^2 K_1^2\left(\frac{\omega_{k1} b}{\gamma v}\right)\right]. \quad (31)$$

Литература

1. F. Melchert, W. Debus, M. Liehr et al., Europhys. Lett. **9**, 433 (1989).
2. F. Melchert, M. Beuner, S. Krudener et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 888 (1995).
3. D. V. Uskov, in *The Physics of Electronic and Atomic Collisions*, Whistler, Canada, July–August 1995, AIP Conference Proceedings, Woodbury, New York (1995), p. 687.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
5. M. R. C. McDowell and J. P. Coleman, *Introduction to the theory of ion-atom collisions*, North-Holland, Amsterdam (1970).
6. Y. K. Kim and M. Inokuti, Phys. Rev. A **3**, 665 (1971).
7. R. K. Janev, L. P. Presnyakov, and V. P. Shevelko, *Physics of Highly Charged Ions*, Springer Series in Electrophysics (1985).
8. J. T. Lin, T. F. Jiang, J. Y. Kuang, and C. D. Lin, Phys. Rev. A **56**, 2020 (1997).
9. H. Tawara, T. Tonima, H. Kumagai, T. Imai, D. B. Uskov, and L. P. Presnyakov, in *Abstracts of the IX International Conference on the Physics of Highly Charged Ions* (HCI-98), Bensheim, September 14–18 (1998), p. 107.
10. M. H. Cherkani, D. Fussen, M. I. Chibisov, and F. Brouillard, Phys. Rev. A **54**, 1445 (1996).
11. Л. П. Пресняков, Д. В. Усков, ЖЭТФ **86**, 882 (1984).
12. А. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
13. Б. М. Смирнов, *Отрицательные ионы*, Наука, Москва (1978).
14. V. Sidis, C. Kubach, and D. Fussen, Phys. Rev. A **27**, 2431 (1983).
15. C. L. Pekeris, Phys. Rev. **126**, 1470 (1962).
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, Наука, Москва (1973).
17. M. Göppert-Mayer, Ann. Phys. **9**, 273 (1931).
18. Н. Бор, *Прохождение атомных частиц через вещество*, ИИЛ, Москва (1950).
19. A. B. Voitkiv and A. V. Koval, J. Phys. B **31**, 499 (1998).
20. J. Eichler, Phys. Rev. A **15**, 1856 (1977).
21. А. М. Дыхне, Г. Л. Юдин, УФН **125**, 377 (1978).
22. Б. М. Смирнов, М. И. Чибисов, ЖЭТФ **49**, 841 (1965).
23. J. Eichler and W. E. Meyerhof, *Relativistic Atomic Collisions*, Acad. Press, New York (1995).