

01;02

Сечения одно- и двукратной ионизации атомов гелия ударом быстрого высокозарядного иона

© А.Б. Войткив

Институт электроники АН Узбекистана,
700143 Ташкент, Узбекистан

(Поступило в Редакцию 5 июня 1996 г. В окончательной редакции 31 января 1997 г.)

Получены формулы для сечения одно- и двукратной ионизации атомов гелия при столкновениях с быстрыми высокозарядными ионами в области параметров столкновения $v^2 \gg Z \gtrsim v$, $v_0 \ll v < c$, где Z , v — соответственно заряд и скорость иона, v_0 — характерная скорость электронов в основном состоянии атома гелия, c — скорость света.

Введение

Различные аспекты столкновений быстрых высокозарядных ионов (ВЗИ) с атомами гелия обсуждались в значительном количестве работ [1–13]. В ряде экспериментов [2–5] исследовалась одно- и двукратная ионизация гелия быстрыми ВЗИ в области параметров задачи: $Z \gtrsim v \gg v_0$, $v^2/c^2 \ll 1$ (Z , v — заряд и скорость ВЗИ, v_0 — характерная скорость электронов в основном состоянии атома, $c = 137$ — скорость света; здесь и ниже, если не оговорено иное, используются атомные единицы). Для расчета сечений ионизации гелия в столкновениях при $Z \gtrsim v \gg v_0$, когда неприменимо борновское приближение, имеется ряд подходов [4,6–13], которые выходят за рамки первого порядка теории возмущений по взаимодействию с полем ВЗИ и дают разумное согласие с экспериментальными данными по сечениям ионизации гелия. Поскольку, однако, эти подходы в противоположность бете-борновскому (см., например, [14]), как правило, не приводят к простым конечным формулам для сечений, то для описания результатов экспериментов довольно широко [3,5,15] используются эмпирические скейлинги. Кроме того, реальные расчеты сечений ограничиваются обычно областью относительно небольших значений зарядов быстрых ионов.

В эксперименте [15] (см., также [2,5]) рассматривалась ионизация атомов гелия ионами урана U^{90+} , скорости которых уже приближаются к релятивистским (вплоть до $v/c = 0.72$). В то же время заряды этих ионов настолько велики, что выполняется соотношение $Z \sim v \sim c$.

В данном разделе мы рассмотрим столкновения быстрых (в том числе и релятивистских) ВЗИ с атомами гелия при $v^2 \gg Z \gtrsim v$, $v_0 \ll v \ll c$ и получим для сечений одно- и двукратной ионизации гелия простые формулы, которые описывают все известные нам экспериментальные данные в рассматриваемой области параметров задачи. Отметим, что, несмотря на большие значения скоростей столкновения, рассматриваемые в данной работе, эти столкновения нельзя отнести к так называемому "пределу высоких скоростей", когда необходимо выполнение не только условия $v \gg v_0$, но и $Z \ll v$ (см., например, [16]).

Основные соотношения

При теоретическом описании ионизации гелия в столкновениях с быстрыми ВЗИ возникают две основные трудности: а) влияние поля быстрого ВЗИ на атомные электроны следует учитывать, вообще говоря, вне рамок теории возмущений; б) необходимо с достаточной точностью описывать двухэлектронные состояния атома гелия. Однако эти трудности, по-видимому, в значительной степени "конкурируют" друг с другом. Именно точный учет межэлектронного взаимодействия наиболее важен в пределе больших скоростей столкновения (особенно при расчете сечений двухэлектронной ионизации), когда $Z \ll v$ и влияние поля быстрой частицы можно учитывать в рамках теории возмущений. С другой стороны, когда заряд иона очень высок, относительная роль электронных корреляций уменьшается. Известно (см., например, [17]), что в этом случае основным механизмом ионизации атома является так называемый прямой, когда процесс ионизации можно описывать в приближении независимых электронов, которое мы и будем использовать ниже для нахождения сечений ионизации гелия при $Z \gtrsim v \gg v_0$. В рамках этого приближения вероятность W_n одновременного отрыва n электронов из атомной оболочки, содержащей N электронов, определяется следующим выражением [17]:

$$W_n(b) = \left(\frac{N}{n}\right) w^n (1-w)^{N-n}, \quad (1)$$

где $w(b)$ — вероятность одноэлектронного (ионизационного) перехода, b — прицельный параметр, $\left(\frac{N}{n}\right)$ — биномиальные коэффициенты.

При вычислении $w(b)$ считается, что электрон в атоме движется в некотором усредненном поле. Следуя [11], будем рассматривать вероятность $w(b)$ как зависящую от зарядового состояния иона отдачи $w = w_n(b)$. Тогда для сечений одно- и двукратной ионизации гелия имеем

$$\sigma_i^{(1+)} = 4\pi \int_0^\infty w_1(b) (1-w_1(b)) b db, \quad (2)$$

$$\sigma_i^{(+2)} = 2\pi \int_0^{\infty} w_2^2(b) b db. \quad (3)$$

Ниже будем предполагать, что $w_1(b)$, $w_2(b)$ могут быть приближенно описаны как вероятности одноэлектронной ионизации из $1s$ -состояния водородоподобных ионов, имеющих заряды ядер z_1, z_2 . При переходе к соответствующим кулоновским единицам вероятности $w_1(b)$, $w_2(b)$ становятся просто вероятностью ионизации водорода. Следует отметить, что, несмотря на простоту такого подхода, зачастую он дает неплохое согласие с экспериментальными данными [4,11,17].

В работе [18] для нахождения сечения ионизации атомов водорода (и водородоподобных ионов) в столкновениях с быстрыми ВЗИ в области параметров задачи $v^2 \gg Z \gtrsim v$, $v_0 \ll v$ был предложен простой подход. Для дальнейшего удобно привести здесь его основные моменты и результаты. Подход основан на разбиении всей области прицельных параметров $0 \leq b < \infty$ на подобласти: 1) $b \ll v\tau$ ($\tau \simeq 1$ — характерное атомное время); 2) $b \gg Z/v$. В области $b \gg Z/v$, где вероятность ионизации мала, для ее расчета использовался первый порядок теории возмущений по взаимодействию электрона с полем ВЗИ. Для нахождения вероятности ионизации в области $b \ll v\tau$ (где эффективное время столкновения $T \sim b/v$ мало) использовался нулевой порядок приближения внезапных возмущений [19] по взаимодействию электрона с полем быстрого ВЗИ, причем само это взаимодействие бралось в дипольном приближении. Дипольное разложение для взаимодействия электрона с ВЗИ, законное при $b > 1$, разумеется, неприменимо при $b < 1$. Здесь, однако, важно отметить следующее. Сравнение с более точными в этой области b расчетами (например, методом классических траекторий Монте-Карло [20]) показывает, что при $Z \gtrsim v \gg v_0$ использование формально неприменимого дипольного разложения для этого взаимодействия в приближении внезапных возмущений при $b < 1$ не вносит существенной ошибки в вероятность ионизации и по этой причине в работе [18] нижней границей области I было взято $b = 0$. Важно отметить, что для быстрых частиц с небольшими значениями зарядов ($Z \ll v$) такое приближение, как показывает расчет, неприменимо. При $Z/v^2 \ll 1$ области I и 2 перекрываются, причем в области перекрытия вероятности ионизации, найденные в обоих приближениях, совпадают. Благодаря этому сечение ионизации, являющееся суммой вкладов от обеих областей, не зависит от выбора "граничной" между ними точки. Таким образом, результаты [17] (и соответственно данной работы, существенно их использующей) применимы при $v^2 \gg Z \gtrsim v \gg v_0$. В [18] для сечения ионизации водородоподобного иона с не слишком большим зарядом ядра (остова) z_i (из условия $v_0 \ll v$ следует $z_i \ll v$) было найдено

$$\sigma_i = 8\pi 0.283 \frac{Z^2}{v^2 z_i^2} \ln \left(\frac{5v^2}{Zz_i} \right). \quad (4)$$

В работе [21] этот подход был обобщен на случай релятивистских столкновений при $v^2 \gg Z \gtrsim v$, $v_0 \ll v < c$

$$\sigma_i = 8\pi 0.283 \frac{Z^2}{v^2 z_i^2} \left(\ln \left(\frac{5v^2}{Zz_i} \gamma \right) - \frac{v^2}{2c^2} \right), \quad (5)$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$.

Вернемся к сечениям ионизации атомов гелия. Интеграл $4\pi \int_0^{\infty} (b) b db$, входящий в выражение (2), равен удвоенному сечению ионизации водородоподобного иона (5), взятому при $z_i = z_1$. При вычислении интегралов $\int_0^{\infty} w_{1,2}^2(b) b db$, входящих в (2) и (3), поступим следующим образом. В этих интегралах подынтегральное выражение достаточно быстро падает с ростом прицельного параметра уже в области $Zv^{-1}z_{1,2}^{-1} \ll b \ll \gamma v\tau z_{1,2}^{-2}$ ($bw_{1,2}^2 \sim b^{-2}$), где применимо приближение внезапных возмущений. Поэтому при вычислении этих интегралов будем во всей области прицельных параметров $0 \leq b < \infty$ использовать вероятности $w_{1,2}(b)$, найденные в этом приближении. Конечно, в области прицельных параметров $b \geq \gamma v\tau z_{1,2}^{-2}$, где поле ВЗИ является для атома не только слабым, но и медленно меняющимся во времени, вероятность ионизации убывает уже не степенным образом, а экспоненциально [22]. Однако и величины $w_{1,2}^2$, рассчитанные в приближении внезапных возмущений, при таких b уже настолько малы, что их использование при расчете этих интегралов во всей области прицельных параметров $0 \leq b < \infty$ не вносит заметной ошибки (оцениваемой по порядку величины как $Z^4 \gamma^{-2} v^{-6}$), которой в дальнейшем будем пренебрегать. Используя это приближение, имеем

$$\int_0^{\infty} db b w_{1,2}^2 = \frac{4Z^2}{v^2 z_{1,2}^2} \int_0^{\infty} \frac{dq}{q^3} p^2(q), \quad (6)$$

где величина $\mathbf{q} = 2Z\mathbf{b}/(b^2/v)$ имеет смысл среднего импульса, передаваемого электрону в столкновении с быстрой частицей [18];

$$p(q) = p(\mathbf{q}) = \int d\mathbf{k} |\langle \varphi_{\mathbf{k}} | \exp(-i\mathbf{q}\mathbf{r}) | \varphi_{1s} \rangle|^2$$

— вероятность ионизации атома водорода при внезапной передаче импульса q атомному электрону [18] (φ_{1s} , $\varphi_{\mathbf{k}}$ — основное состояние и состояния непрерывного спектра атома водорода соответственно).

Подынтегральное выражение в правой части (6) уже не зависит от Z , v , $z_{1,2}$ и может быть рассчитано численно с учетом явного вида выражения для $p(q)$ (см., например, [23]), что дает

$$\int_0^{\infty} db b w_{1,2}^2 = \frac{4Z^2}{v^2 z_{1,2}^2} 0.374. \quad (7)$$

С учетом (2), (5) и (7) для сечения однократной ионизации гелия находим

$$\sigma_i^{(1+)} = 16\pi \frac{0.283}{z_1^2} \frac{Z^2}{v^2} \left[\ln \left(\frac{\beta_i v^2 \gamma}{Z} \right) - \frac{v^2}{2c^2} \right], \quad (8)$$

где

$$\beta_i = \frac{5}{z_1} \exp \left[-\frac{1}{0.283} \int_0^\infty p^2(q) q^{-3} dq \right] = \frac{1.33}{z_1}.$$

Сумма квадратов модулей матричных элементов дипольных переходов из основного состояния в состояния "одноэлектронного" континуума атома гелия, которая в данном подходе определена как $2 \cdot 0.283/z_1^2$, равна 0.489 (см., например, [24]). Из равенства $2 \cdot 0.283/z_1^2 = 0.489$ следует, что $z_1 = 1.11$, и для сечения получаем

$$\sigma_i^{(1+)} = 12.289 \frac{Z^2}{v^2} \left(\ln \left(\frac{1.2v^2}{Z} \gamma \right) - \frac{v^2}{2c^2} \right). \quad (9)$$

В бете-борновском подходе сечение однократной ионизации гелия описывается следующим выражением (см., например, [24]):

$$\sigma_{BB}^{(1+)} = 12.289 \frac{Z^2}{v^2} \left(\ln(2.08v\gamma) - \frac{v^2}{2c^2} \right). \quad (10)$$

Сравнение между результатами расчетов по формулам (9) и (10) представлены на рис. 1 и 4.

В ультрарелятивистском пределе $\gamma \gg 1$ результаты, полученные по формулам (9), (10), очень близки друг к другу даже при $Z \sim c$ (рис. 1). Физическая причина такого малого различия между результатами (9) и (10) лежит в следующем. В пределе $\gamma \gg 1$ из-за релятивистского "сплющивания" поля быстрой заряженной частицы вдоль направления ее движения столкновение с ней является для атома внезапным вплоть до очень больших значений прицельного параметра $b \sim c\gamma$, и область $b \gg Z/v$, где

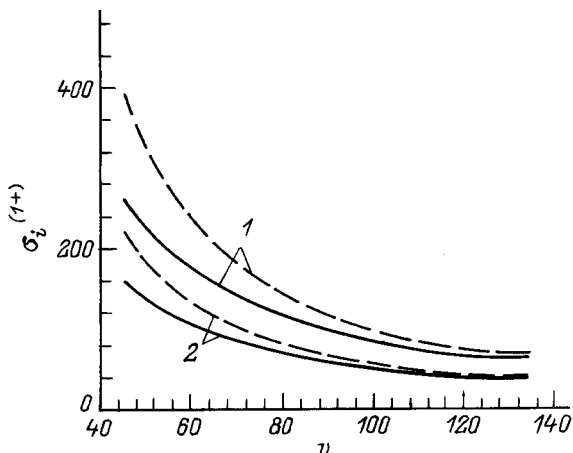


Рис. 1. Сечения однократной ионизации гелия рассчитанные по (9) (сплошная кривая) и (10) (штриховая линия). Z: 1 — 120, 2 — 90; $45 < v < 135$.

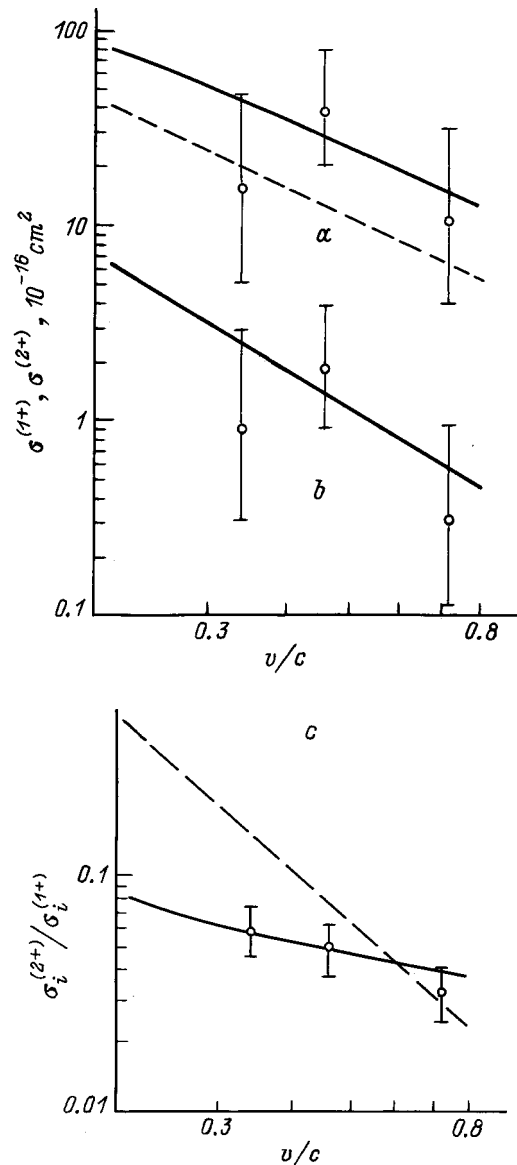


Рис. 2. Сечения ионизации гелия в столкновениях с ионами U^{+90} . a — однократная ионизация; b — двойная, c — отношение сечений ионизации $\sigma_i^{(2+)}/\sigma_i^{(1+)}$.

применима теория возмущений, вносит в этом случае подавляющий вклад в сечение однократной ионизации.

На рис. 2, a представлено сравнение между результатами расчета по формуле (9) (сплошная линия) с экспериментальными данными (кружки) из работы [15] по однократной ионизации гелия ионами урана U^{+90} (60, 120, 420 Mev/amu) (соответственно $v/c = 0.34, 0.46, 0.72$). На этом рисунке представлены также данные аппроксимационной формулы Маккензи и Ольсона [8] (штриховая линия). Из-за значительной неопределенности экспериментально измеренных значений сечений можно лишь заключить, что результаты наших расчетов этим данным не противоречат. Выражение (9), как и аппроксимационная формула Маккензи и Ольсона, пред-

сказывает монотонное убывание сечений с ростом скорости столкновения для рассматриваемой в [15] области параметров задачи, что представляется естественным при $Z \sim v \gg v_0$, когда перезарядка пренебрежимо мала в сравнении с прямой ионизацией и в то же время релятивистские эффекты невелики ($\gamma \leq 1.4$). Расчет по формуле (9) приводит к значительно большим величинам сечений однократной ионизации, чем это следует из скейлинга Маккензи и Ольсона, аппроксимирующего результаты численного расчета методом классических траекторий Монте-Карло [9]. Это расхождение вызвано следующими причинами. Согласно классической механике столкновения с достаточно большими прицельными параметрами, при которых (классически рассчитанная) энергия, передаваемая атому, меньше потенциала его ионизации, не вносят заметный вклад в сечение ионизации (вклад области больших прицельных параметров "классически подавлен" [25]). С другой стороны, при квантово-механическом рассмотрении именно эта область прицельных параметров дает основной вклад в сечение ионизации при $v \gg v_0$. Это различие приводит к разным асимптотикам сечений однократной ионизации в области $v \gg v_0$: $\sigma_{cl}'' v^{-2}$ [26]; $\sigma_q'' (\text{const}_1 + \ln v) v^{-2} (v \gg v_0, Z)$ [14,24], $\sigma_q \sim (\text{const}_2 + \ln(v^2/Z)) v^{-2} (Z \sim v \gg v_0)$ [1,18], т.е. расчет в рамках классической механики должен приводить в рассматриваемой области параметров Z, v к заниженным значениям сечений однократной ионизации [27].

На рис. 3 приведено сравнение результатов наших расчетов с экспериментальными данными (квадраты) [5] по однократной ионизации гелия быстрыми ВЗИ с зарядами $8 \leq Z \leq 54$ в области энергий столкновения $1 \leq E \leq 11.4$ MeV/amu, когда релятивистские эффекты в сечении уже практически полностью исчезают.

На рис. 4 данные расчеты по формулам (9) (сплошная кривая), (10) (штриховая) сравниваются с экспериментальными данными из [5] (кружки) по ионизации при фиксированной энергии столкновения $E = 3.6$ MeV/amu, когда заряд ВЗИ изменяется от $Z = 24$ до 54. Отметим,

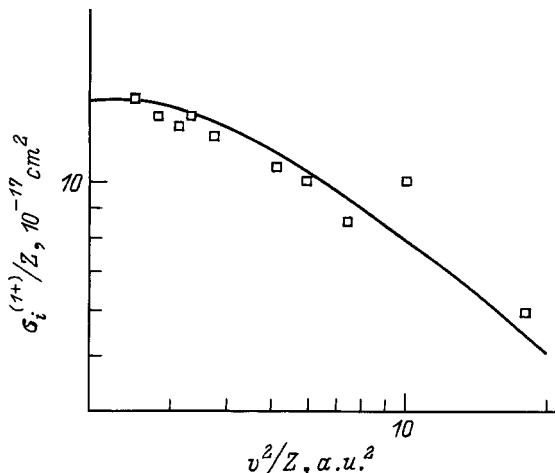


Рис. 3. Сечения однократной ионизации при $v^2/c^2 \ll 1$.

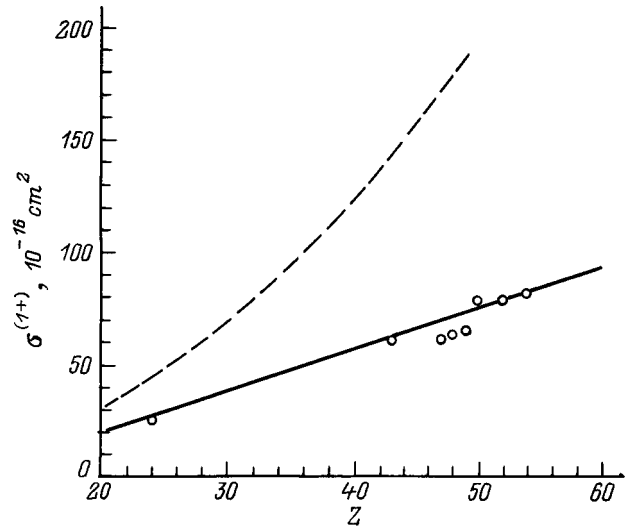


Рис. 4. Сечения однократной ионизации при $E = 3.6$ MeV/amu и $24 \leq Z \leq 54$.

что наш расчет воспроизводит экспериментально наблюдающееся отклонение сечений однократной ионизации от зависимости $\sigma_i^{(1+)} \sim Z^2$, которая следует из борновского приближения.

Из (3) и (7) для сечения двукратной ионизации гелия находим

$$\sigma_i^{(2+)} = \frac{9.39}{z_2^2} \frac{Z^2}{v^2}. \quad (11)$$

Следуя представлениям обычной теории возмущений, можно было бы ожидать появления в рамках двухступенчатого механизма ионизации зависимости $\sigma_i^{(2+)} \sim Z^4 v^{-4}$ [3,4,15]. Однако в рассматриваемом случае теория возмущений неприменима в области малых прицельных параметров, где вероятность ионизации "насыщается" и очень близка к единице, в то время как используемый здесь подход сохраняет унитарность и дает для вероятности одноэлектронного перехода разумное значение при $Z \gtrsim v \gg v_0$ и в области малых b и мы приходим к качественно иной зависимости $\sigma_i^{(2+)} \sim Z^2 v^{-2}$.

Величина эффективного заряда z_2 , очевидно, должна находиться в пределах $1.69 < z_2 < 2$, причем эта неопределенность относительно невелика. Мы будем рассматривать z_2 как подгоночный параметр и определим его из сравнения с экспериментальными данными по двойной ионизации гелия быстрыми (но $v^2/c^2 \rightarrow 0$) ВЗИ при $Z \sim v \gg v_0$ [3-5], что дает $z_2 \simeq 2$ и

$$\sigma_i^{(2+)} = 2.35 \frac{Z^2}{v^2}. \quad (12)$$

На рис. 2, *b* приведено сравнение сечений, рассчитанных по формуле (12) (сплошная кривая) с экспериментальными данными (кружки) из работы [15] по двойной ионизации гелия ионами урана U^{+90} (60, 120, 420 MeV/amu). На рис. 2, *c* представлены результаты

эксперимента [15] и расчета по формулам (9) и (12) для отношения сечения двукратной ионизации к сечению однократной (непрерывная линия); здесь же приведены и результаты расчета (штриховая кривая) с использованием эмпирического скейлинга, предложенного в [3] (см., также [5,15]). Как видно из этого рисунка, результаты нашего расчета находятся в хорошем согласии с данными эксперимента по отношению сечений, точность которых оценивается его авторами как 25–30%.

На рис. 5 представлено сравнение расчета по формуле (12) (штриховая) и (14) (сплошная кривая) с экспериментальными данными (кружки) из работ [2–5] по двойной ионизации гелия быстрыми ВЗИ ($8 \leq Z \leq 54$, $1 \text{ MeV/amu} \leq E \leq 11.4 \text{ MeV/amu}$). На рис. 6 приведены экспериментальные данные из [2] (кружки) по двойной ионизации гелия при фиксированной энергии столкновения $E = 3.6 \text{ MeV/amu}$, когда заряд ВЗИ изменяется от $Z = 24$ до 54, а также результаты расчета по формуле (12) (штриховая линия) и (14) (сплошная).

Из этого рисунка видно, что данные расчета по (12) становятся заметно ниже наблюдаемых в эксперименте по мере возрастания отношения Z/v^2 . Например, $(\sigma_{\text{exp}}^{(2+)} - \sigma_i^{(2+)})/\sigma_{\text{exp}}^{(2+)} \simeq 0.3$ при $Z = 54$ ($Z/v^2 \simeq 0.38$). Попробуем улучшить согласие с экспериментальными данными по сечениям двойной ионизации следующим образом. При выводе выражения для вероятности ионизации в области прицельных параметров, где использовалось приближение внезапных возмущений, мы пренебрегли пространственным сдвигом электрона в течение эффективного времени столкновения $T \sim b(\gamma v)$ (в нулевом порядке приближения внезапных возмущений положение электрона считается "замороженным" в течение столкновения). Этот сдвиг, величину которого можно оценить как $\delta \sim q(b) T(b) \sim Z/v^2$, может быть довольно важен для двойной ионизации, поскольку область прицельных параметров $b \ll v z_2^{-2}$, где приближение внезапных возмущений применимо, дает подавля-

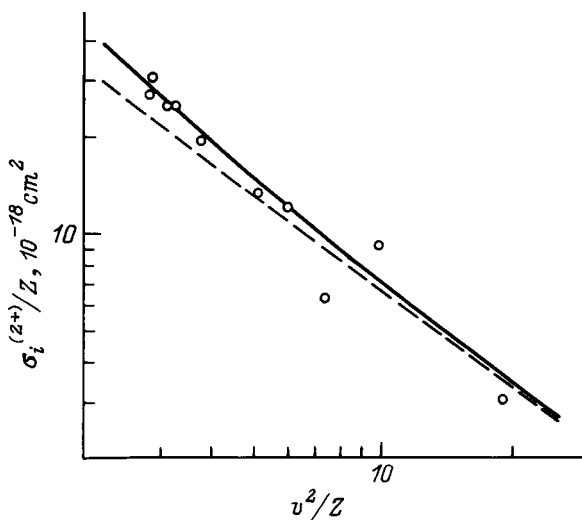


Рис. 5. Сечение двукратной ионизации при $v^2/c^2 \ll 1$.

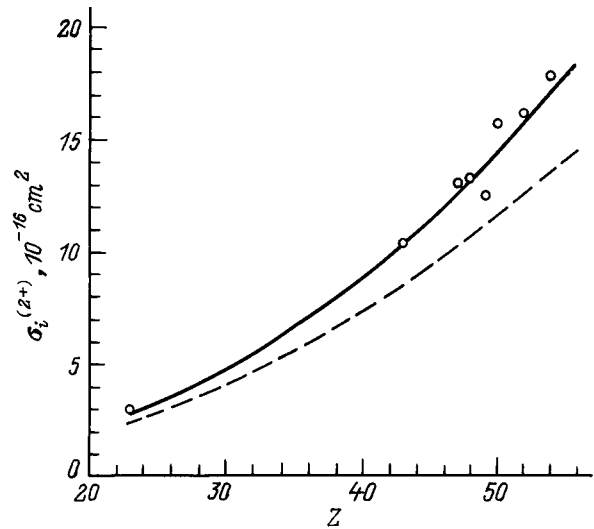


Рис. 6. Сечение двукратной ионизации при $E = 3.6 \text{ MeV/amu}$ и $24 \leq Z \leq 54$.

ющий вклад именно в сечение двойной ионизации (для однократной ионизации это не так из-за члена $(1 - w_1)$ и того, что значительный вклад в интеграл $\int_0^\infty db b w_1(b)$ вносится областью прицельных параметров $b \sim v z_1^{-2}$, где приближение внезапных возмущений неприменимо).

В работе [28] было показано, что при $b \ll v$ волновая функция атомного электрона после столкновения может быть приближенно представлена как

$$\varphi_{1s}(\mathbf{r} - \boldsymbol{\delta}) \exp(i\mathbf{q}\mathbf{r}),$$

где $\varphi_{1s}(\mathbf{r})$ — волновая функция исходного состояния, $\boldsymbol{\delta} \sim Z\mathbf{b}/v^2 b$.

Для применимости используемого в данной работе подхода необходимо, чтобы пространственный сдвиг δ был мал в сравнении с характерным атомным размером $r_0 \sim 1$ и мы можем записать

$$\varphi_{1s}(\mathbf{r} - \boldsymbol{\delta}) \simeq \varphi_{1s}(\mathbf{r}) - \boldsymbol{\delta} \frac{\partial \varphi_{1s}(\mathbf{r})}{\partial \boldsymbol{\rho}} \simeq \varphi_{1s}(\mathbf{r}) - \delta \frac{\partial \varphi_{1s}(\mathbf{r})}{\partial \rho}.$$

Используя для качественной оценки производной приближенное соотношение¹ $\partial \varphi_{1s}/\partial \rho \sim (-\varphi_{1s}/r_0)$ [29] и учитывая выражения (3), (6), имеем

$$\sigma_i^{(2+)} \simeq \frac{9.39}{z_2^2} \frac{Z^2}{v^2} (1 + \alpha_1 Z/v^2), \quad (13)$$

где $\alpha_1 > 0$ — не зависящая от Z и v величина.

Есть еще одна возможность для увеличения сечения за счет пространственного сдвига δ . Когда (при сдвиге) изменяется положение электронных волновых пакетов (без существенного изменения их исходной формы [28])

¹ В рамках используемого подхода величина δ может быть оценена только качественно. Поэтому точное вычисление $\partial \varphi_{1s}/\partial \rho$ (и соответствующих интегралов по переменным \mathbf{r} , \mathbf{b}) не имеет смысла.

может также измениться экранировка ядра гелия для каждого из атомных электронов. При движении в свободном атоме электроны "стремятся" быть на наибольшем возможном расстоянии друг от друга из-за их взаимного отталкивания. В течение короткого времени взаимодействия $T(b)$ сильное поле ВЗИ сдвигает электронные пакеты от их исходных положений в приблизительно одинаковом направлении. Это приводит к уменьшению отношения среднего межэлектронного расстояния к среднему расстоянию от электронов до ядра гелия и соответственно электроны увеличивают экранировку ядра атома друг для друга. Таким образом, можно предположить, что эффективный заряд атомного остова должен убывать при сдвигании электронов. Рассматривая эффективный заряд z_2 как функцию этого сдвига (т.е. как функцию отношения Z/v^2) и используя для малых Z/v^2 простое разложение

$$z_2^{-2} \simeq z_2^{-2}(0)(1 + \alpha_2 Z/v^2),$$

где $\alpha_2 > 0$ не зависит от Z , v и $z_2(0) \simeq z_2(v^{-1}) \simeq z_2(Z=v) \simeq 2$, из (12) и (13) получаем

$$\sigma_i^{(2+)} \simeq 2.35 \frac{Z^2}{v^2} (1 + \alpha_2 Z/v^2), \quad (14)$$

где $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$.

Отметим, что учет в сечении члена порядка Z^3/v^4 все еще возможен в рамках используемого приближения, когда отброшен член порядка Z^4/v^6 , который гораздо меньше, чем Z^3/v^4 при $Z/v^2 \ll 1$. Сравнение с экспериментальными данными из работ [2–5] приводит к $\alpha = 0.5$. Результаты расчета по формуле (14) приведены на рис. 5, 6 (сплошные кривые). Для рассматриваемых на рис. 2 параметров столкновения Z , v результаты для сечений, полученных по (12) и (14), практически совпадают.

Во многих работах [3,5,15] большое внимание уделяется изучению отношения сечений $R = \sigma_i^{(2+)}/\sigma_i^{(1+)}$. Для этого отношения из (9) и (14) имеем

$$R = 0.19 (1 + 0.5Z/v^2) \left(\ln \left(\frac{1.2v^2}{Z} \gamma \right) - \frac{v^2}{2c^2} \right)^{-1}. \quad (15)$$

Авторы эксперимента [15] указывали на то, что их данные по R как функции от v/Z для реакций с участием U^{+90} (60, 120, 420 MeV/amu) не ложатся на "универсальную" кривую. На наш взгляд, эти данные из [15] не стоят особняком по сравнению с другими данными по ионизации гелия быстрыми ионами с высокими значениями заряда (это, в частности, следует из рис. 8, *b* работы [5] тех же авторов, что и [15]). "Универсальная" кривая для R , предложенная в [3] для относительно небольших значений зарядов налетающих частиц, не является, по нашему мнению, таковой для столкновений с участием ионов с высокими значениями заряда. Кроме того, нам представляется, что в области параметров столкновения $Z \gtrsim v \gg v_0$ более естественно

откладывать R как функцию величины v^2/Z (а не v/Z , во всяком случае пока лоренцевский фактор γ не слишком велик $\gamma \ll v^2/Z$), памятуя известный скейлинг для сечений ионизации быстрыми (но нерелятивистскими) ВЗИ $\sigma/Z = f(v^2/Z)$ [1]. В такой шкале все известные нам данные по R для быстрых ВЗИ неплохо ложатся на кривую, описываемую выражением (15).

Заключение

Нами предложены простые формулы для сечения одно- и двукратной ионизации атомов гелия при столкновениях с быстрыми ионами с очень высокими значениями зарядов, которые применимы в достаточно широкой области параметров столкновения: $v^2 \gg Z \gtrsim v$, $v_0 \ll v < c$. К настоящему времени эти сечения довольно систематически изучены экспериментально при $v^2/c^2 \ll 1$. В то же время при $Z \sim v \sim c$ имеются лишь единичные экспериментальные данные (и то лишь при небольших значениях γ). По нашему мнению, определенный интерес представляло бы выполнение систематических исследований сечений ионизации гелия тяжелыми ионами в области релятивистских скоростей столкновения, когда γ значительно превышает единицу.

Список литературы

- [1] Пресняков Л.П., Шевелько В.П., Янев Р.К. Элементарные процессы с участием многозарядных ионов. М.: Энергоатомиздат, 1986. 200 с.
- [2] Berg H. Doctor Thesis. Universitat Frankfurt, 1993.
- [3] Knudsen H., Andersen L.H., Hvelplund P. et al. // J. Phys. 1984. Vol. B17. P. 3545–3564.
- [4] McGuire J.H., Mueller A., Schuch B. et al. // Phys. Rev. 1987. Vol. A35. P. 2479–2483.
- [5] Berg H., Ullrich J., Bernstein E. et al. // J. Phys. 1992. Vol. B25. P. 3655–3670.
- [6] Janev R.K., Presnyakov L.P. // J. Phys. 1980. Vol. B13. P. 4233–4244.
- [7] Janev R.K. // Phys. Lett. 1981. Vol. A83. P. 5–7.
- [8] McKenzie M.L., Olson R.E. // Phys. Rev. 1987. Vol. A35. P. 2863–2868.
- [9] Salin A. // Phys. Rev. 1987. Vol. A36. P. 5471–5475.
- [10] Reading J.F., Ford A.L. // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. N 6. P. 543–546. J. Phys. 1987. Vol. B20. P. 3747–3769.
- [11] Nikolaev V.S., Sidorovich V.A. // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. B36. P. 239–248.
- [12] Fainstein P.D., Ponce V.H., Rivarola R.D. // J. Phys. 1991. Vol. B24. P. 3091–3135.
- [13] Presnyakova L.P., Tawara H., Tolstikhina I.Yu., Uskov D.B. // J. Phys. 1995. B28. P. 785–793.
- [14] Momm H., Meccu G. Теория атомных столкновений. М.: Наука, 1969. 756 с.
- [15] Berg H., DuBois M.D., Jagutzki O. et al. // Phys. Rev. 1992. Vol. A46. P. 5539–5544.
- [16] Ullrich J., Moshhammer R., Berg H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. N 11. P. 1697–1700.
- [17] McGuire J.H. // Adv. At. Mol. and Opt. Phys. 1992. Vol. 29. P. 217–323.

- [18] *Войткив А.Б., Коваль А.В.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 3. С. 188–191.
- [19] *Дыхне А.М., Юдин Г.Л.* // УФН. 1978. Т. 125. С. 377–412.
- [20] *Reinhold C.O., Falcon C.A., Miraglia J.E.* // J. Phys. 1987. Vol. B20. P. 3737–3745.
- [21] *Войткив А.Б., Матвеев В.И.* // ЖТФ. Т. 65. Вып. 1. С. 12–18.
- [22] *Думан Е.Л., Менишков Л.И., Смирнов Б.М.* // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 516–527.
- [23] *Holt A.R.* // J. Phys. 1969. Vol. B2. P. 1209–1214.
- [24] *Inokuti M.* // Rev. Mod. Phys. 1971. Vol. 43. P. 297–332. Ibid. 1978. Vol. 50. P. 23–56.
- [25] *Reinhold C., Burgdorfer J.* // J. Phys. 1993. Vol. B26. P. 3101–3122.
- [26] *Thomson J.J.* // Phil. Mag. 1912. Vol. 23. P. 449–453.
- [27] *Willis S.L., Peach G., McDowell M.R.C., Banerji J.* // J. Phys. 1985. Vol. B18. P. 3921–3932.
- [28] *Voitkiv A.B., Pazdersky V.A.* // J. Phys. 1988. Vol. B21. P. 3369–3374.
- [29] *Мигдал А.Б., Крайнов В.П.* Приближенные методы в квантовой механике. М.: Наука, 1966. 230 с.