

УДК 537.56, 539.18, 621.384

ОЦЕНКИ ПОТЕРЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА ИОНОВ U^{+28} ИЗ-ЗА СТОЛКНОВЕНИЙ ИОНОВ С МОЛЕКУЛАМИ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА В СИНХРОТРОНЕ SIS-100 СОЗДАВАЕМОГО УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА GSI

*А. К. Каминский*¹

НИИ ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

Выполнены оценки эффективных сечений потери электронов ионами U^{+28} с энергией $100 \text{ МэВ/нуклон} \leq E/A \leq 1 \text{ ГэВ/нуклон}$ при столкновениях с молекулами газов H_2 и N_2 . Такие сечения определяют потери пучка ионов U^{+28} из-за перезарядки в синхротроне SIS-100 проектируемого ускорительного комплекса GSI (Дармштадт, Германия). Получены оценки потерь пучка в процессе ускорения. Это позволило определить необходимый вакуум в камере синхротрона SIS-100. Обсуждена зависимость сечений от энергии ионов U^{+28} и атомных номеров Z остаточных газов или перезарядных мишеней.

The evaluation of the cross sections of the U^{+28} -ion electron loss in collisions with the H_2 and N_2 gas molecules is reported for the ion energy region $100 \text{ MeV/amu} \leq E/A \leq 1 \text{ GeV/amu}$. Such cross sections determine U^{+28} -ion beam losses due to charge exchange in the SIS-100 synchrotron of the GSI future accelerator facility. The estimates of such losses are carried out. It enabled us to estimate a necessary vacuum in the synchrotron SIS-100 ring. The cross section dependence on the gas atomic number Z and U^{+28} -ion beam energy is discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия в ведущих ядерных центрах мира активно развивается физика тяжелых ионов, проектируются и строятся ускорительные комплексы для ускорения релятивистских пучков различных ионов большой интенсивности (Bevalac (Беркли), GSI (Дармштадт)) и коллайдеры (RHIC (Брукхейвен), LHC (ЦЕРН)).

При определении системы ускорения и транспортировки пучка, конструкции ускорительного комплекса принципиальным является оптимальный выбор ускоряющей магнитной системы и оценка стойкости ее элементов.

Другим комплексом проблем является проведение исследований по динамике ускоряемых пучков, оценка величины потерь пучков из-за перезарядки на атомах остаточного газа и выбор вакуума в ускорительной камере. Эти проблемы особенно актуальны для ускорителей интенсивных пучков тяжелых ионов. Существенной особенностью таких ускорителей является активная десорбция атомов со стенок ускорительной камеры, вызванная бомбардировкой камеры ускоряемыми ионами, заряд которых изменился при

¹E-mail: kamin@anna19.sinp.msu.ru, kamin@he.jinr.ru

столкновениях с атомами остаточного газа, а также образовавшимися при этом ионами остаточного газа. Такое дополнительное «динамическое» ухудшение вакуума в камере оказывается существенным при оценках времени жизни пучка [1].

Комплекс этих проблем решается для каждого ускорителя с большой интенсивностью пучка, но для ускорителей тяжелых ионов это особенно актуально.

В разрабатываемом в GSI (Дармштадт) проекте [1] ускорительного комплекса планируется ускорение различных ионов (от протонов и антипротонов до ионов урана различного заряда) до энергии 1 и 2 ГэВ/нуклон с интенсивностью порядка 10^{12} ионов в секунду. Для осуществления такого масштабного проекта требуется решить ряд серьезных научно-технических проблем, в частности, для конечной ступени — синхротронов SIS-100 и SIS-200 необходимы разработка и изготовление сверхпроводящих магнитных структур с полем 2–4 Тл, высоким темпом роста магнитного поля от 1 до 4 Тл/с и частотой импульсов порядка 1 Гц [2–4]. Такие структуры должны обладать достаточно большим временем жизни, для чего требуется свести к минимуму потери интенсивности пучка в процессе ускорения и транспортировки и обеспечить радиационную стойкость магнитов и радиационную безопасность при эксплуатации комплекса.

ОИЯИ является участником научной коллаборации по созданию комплекса GSI.

В настоящее время разработаны два различных проекта сверхпроводящих магнитных систем синхротронного типа и оба осуществлены в конкретных ускорительных комплексах.

Первая была разработана в Национальной лаборатории им. Э. Ферми в США для тэватрона и получила название магнитов типа «cos Θ ». Поле в таких магнитах формируется многослойной двухслойной обмоткой сверхпроводящего кабеля типа «плюсовая скрутка». Криостатирование системы осуществляется потоком жидкого гелия внутри сосуда с магнитами и потоком двухфазного гелия для охлаждения этого сосуда. Такая система обеспечивает необходимые параметры поля, но она дорога и чрезвычайно сложна для изготовления и требует очень сложной системы эвакуации энергии в аварийных режимах.

Для устранения указанных выше недостатков в ЛВЭ ОИЯИ были разработаны и применены в ускорителе нуклотрон быстроциклирующие новые сверхпроводящие магниты с железными магнитопроводами (для диполя — типа «оконная рама» и для квадруполь — с явно выраженными полюсами гиперболической формы) [2–6]. Обмотка возбуждения магнитов выполняется из специально разработанного трубчатого сверхпроводящего кабеля. В такой системе обеспечивается высокое качество поля в динамическом диапазоне от 0,01 до 2 Тл при темпе роста поля до 4 Тл/с и при частоте повторения импульсов порядка 1 Гц. Для охлаждения системы используется двухфазный гелий, это позволяет существенно снизить расход прокачиваемого гелия и обеспечивает системе высокую безопасность в аварийных режимах и при быстрых отеплениях.

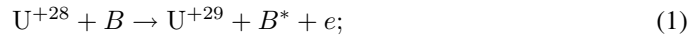
Одной из причин потерь интенсивности пучков ионов в процессе их ускорения и транспортировки в любом ускорителе является их перезарядка при столкновениях с атомами остаточного газа и различных перезарядных мишеней [7, 8]. Этим определяется, в частности, необходимый вакуум в ускорительной камере.

Как правило, в конечной ступени ионного ускорителя производится ускорение максимально ободранных ионов с зарядом i , стремящимся к заряду Z ядра. Такой режим ускорения запланирован и в комплексе GSI. В этом случае потери электронов обусловлены как дальнейшей ионизацией ионов, так и захватом ими электронов при столкновении

с атомами остаточного газа. При этом для расчета потерь интенсивности пучка ионов необходимы все значения сечений процессов изменения заряда ионов в ионно-атомных столкновениях. Экспериментальные данные по эффективным сечениям перезарядки тяжелых ионов различного заряда при релятивистских энергиях крайне отрывочны, а теоретические исследования проведены в основном лишь для K -, L - и M -оболочек [7–14].

Расчеты эффективных сечений различных процессов при столкновениях многоэлектронных систем (ион + атом) в широком диапазоне энергий требуют решения проблемы многих тел, обладающих спином и связанных дальнедействующим кулоновским потенциалом. При таких расчетах неизбежно использовать приближения и модели, применимость которых в различных областях изменения параметров (энергии, заряды ядер Z_1 и Z_2 , заряды ионов i_1 и i_2 , начальные и конечные состояния сталкивающихся систем) можно надежно установить лишь сравнением с экспериментальными данными.

В проекте [1] особое место занимает ускорение пучка ионов U^{+28} в камере синхротрона SIS-100 планируемого комплекса GSI от $E_1/A = 100$ МэВ/нуклон до $E_2/A = 1$ ГэВ/нуклон (рост заряда иона приводит к увеличению пространственного заряда пучка). Оценки показывают, что потери интенсивности такого пучка при столкновениях с атомами остаточного газа определяются в основном потерей электрона ионом U^{+28} . Эффективные сечения других процессов для ионов U^{+28} в интервале 100 МэВ/нуклон $\leq E/A \leq 1$ ГэВ/нуклон значительно меньше сечения σ_l потери электрона в столкновении с атомом B остаточного газа, т. е. процесса



здесь через B^* обозначена сумма всех возможных энергетических и зарядовых состояний атома B в конечном состоянии после столкновения.

Уже при энергиях ионов урана $E/A = 11,4$ МэВ/нуклон наиболее вероятной компонентой в зарядовом распределении ионов после прохождения тонкой перезарядной углеродной мишени является ион U^{+73} [15]. При $E/A \geq 100$ МэВ/нуклон вычисленный [16] средний заряд i ионов U^{+i} на выходе из плотной газовой мишени равен $\bar{i} = +90$. Расчеты в [16] выполнены без учета исследуемых в [8–14] релятивистских поправок к эффективным сечениям σ_c захвата электрона ионом, но эти поправки не изменяют вывода о соотношении величин сечений σ_l и σ_c для ионов U^{+28} . Это подтверждается и экспериментальными данными [10] по спектру зарядовых состояний водородоподобных ионов Au^{+78} с энергией $E = 230$ МэВ/нуклон после прохождения тонкой (400 мкг/см) углеродной мишени. В этом спектре имеются в основном ионы Au^{+78} , количество ионов Au^{+77} и Au^{+79} более чем на два порядка меньше.

Экспериментальные значения [13] сечения σ_l потери электрона ионом La^{+56} с энергией 1,3 ГэВ/нуклон при столкновении с атомом Au примерно в 300 раз больше сечения σ_c захвата. При этом экспериментальные величины σ_l для La^{+56} примерно равны 10^{-19} см² и не изменяются в интервале энергий 500 МэВ/нуклон $\leq E \leq 1,3$ ГэВ/нуклон.

Поэтому для определения вакуума в кольце синхротрона SIS-100 ускорительного комплекса GSI и решения ряда вопросов радиационной защиты необходимо провести оценки эффективных сечений σ_l потери электрона ионами U^{+28} с энергией 100 МэВ/нуклон $\leq E/A \leq 1$ ГэВ/нуклон при столкновениях с атомами остаточного газа (в первую очередь с молекулами H_2 и N_2).

ОЦЕНКИ ПОТЕРЬ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА ИОНОВ U^{+28}

Оценки сечения σ_l ионизации ионов U^{+28} с энергией $100 \text{ МэВ/нуклон} \leq E/A \leq 1 \text{ ГэВ/нуклон}$ при столкновениях с атомами остаточного газа показывают [8], что основной для этого могут служить величины σ_l , полученные в нерелятивистском приближении с учетом релятивистской кинематики иона (релятивистской зависимости импульса p и энергии E от скорости v). Обзор имеющихся в литературе методов расчетов эффективных сечений σ_l потери электронов ионами в столкновениях с атомами остаточного газа и различных перезарядных мишеней, сравнение численных расчетов с экспериментальными результатами приведены в [8].

Основным рабочим приближением при расчетах сечений σ_l ионизации при быстрых ионно-атомных столкновениях является плосковолновое борновское приближение (PWBA), в котором волновые функции Ψ_i и Ψ_f начальных и конечных состояний системы имеют вид

$$\Psi_i = \Psi_{A_i} \Psi_{B_i} \exp(i\mathbf{p}_i \mathbf{R}/\hbar), \quad \Psi_f = \Psi_{A_f} \Psi_{B_f} \exp(i\mathbf{p}_f \mathbf{R}/\hbar), \quad (2)$$

где Ψ_A и Ψ_B — волновые функции свободных состояний иона A и атома B соответственно; \mathbf{R} — радиус-вектор расстояния между ядрами иона и атома.

Для приближенных расчетов эффективных сечений ионизации в быстрых ионно-атомных столкновениях необходимо построить такие функции Ψ_A и Ψ_B , которые позволят получить величины сечений ионизации при сравнительно небольшой трудоемкости расчетов и с достаточной для практических применений точностью (точные аналитические выражения для Ψ_A и Ψ_B имеются только для атома H и водородоподобных ионов). Для этого являются оптимальными функции Ψ_A и Ψ_B в виде линейных комбинаций [7]

$$\Psi_A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_{N_A}) = \sum_t \alpha_t \prod_{j=1}^{N_A} \psi_j(Z_j, \mathbf{r}_j) \chi_j(m_{sj}) \quad (3)$$

одноэлектронных кулоновских волновых функций

$$\psi_j(Z_j^*, \mathbf{r}_j) = R_{nl}(Z_j^*, r_j) Y_{lm}(\vartheta_j, \varphi_j) \quad (4)$$

и спиновых функций $\chi_j(m_{sj})$.

В PWBA-приближении эффективное сечение σ_l ионизации иона A при столкновении с атомом мишени B равно сумме сечений σ_{nlm} вырывания электронов из состояний $|nlm\rangle$ иона A [5]:

$$\sigma_l = \sum_{nlm} \sigma_{nlm}, \quad (5)$$

$$\sigma_{nlm} = \sigma_{nlm}^{\text{el}} + \sigma_{nlm}^{\text{in}}, \quad (6)$$

$$\sigma_{nlm}^{\text{el}} = \frac{4a_0^2 Z_B^2 M^2}{Z_A^4 m^2} \int d\Omega \int [1 - F_B(q)]^2 \frac{v' \eta_{nlm}(q, k) k dk}{v q^4}, \quad (7)$$

$$\sigma_{nlm}^{\text{in}} = \frac{4a_0^2 Z_B M^2}{Z_A^4 m^2} \int d\Omega \int S_B(q) \frac{v' \eta_{nlm}(q, k) k dk}{v q^4}. \quad (8)$$

Здесь и далее использованы обозначения: $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$; M — приведенная масса сталкивающегося иона A и атома B ; v и v' — их относительные скорости до и после столкновения; q — изменение импульса p налетающего иона; k — импульс электрона в системе координат, связанной с ионом A ; $\eta_{nlm}(q, k)$ — проинтегрированный по углу вылета выбитого электрона квадрат модуля матричного элемента $\epsilon_{nlm}(q, \mathbf{k})$ перехода электрона из состояния $|nlm\rangle$ в непрерывный спектр; m — масса электрона; $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-9}$ см — боровский радиус; Z_A^* — эффективный заряд ионизуемой оболочки иона A ; величины q и k даны в единицах $Z_A^* \hbar a_0^{-1}$.

Выражения для $\eta_{nlm}(q, k)$ для $1s$ -, $2s$ -, $2p$ -, $3s$ -, $3p$ - и $3d$ -состояний электронов приведены в [18–20], формфакторы $F(q)$ и $S(q)$ приведены в [7, 21]. Пределы интегрирования в (7), (8) определяются законами сохранения.

Выражение (7) соответствует столкновению иона A с ядром атома B , экранированным его электронами; формула (8) описывает столкновения электронов иона A с электронами атома B .

Исследования нерелятивистских дифференциальных сечений ионизации $d\sigma/d\Omega$ для легких атомов и ионов до Al проведены в [21].

Релятивистские эффекты в эффективных сечениях ионизации могут быть обусловлены как релятивистскими скоростями v относительного движения сталкивающихся частиц, так и релятивистскими орбитальными скоростями v_e вырываемых из иона электронов. Расчеты эффективных сечений по строгим релятивистским формулам всегда значительно сложнее нерелятивистских расчетов. Поэтому важно определить, когда нерелятивистские выражения для сечений полностью неприменимы, а также условия, при которых можно использовать нерелятивистские выражения, внося в них определенные релятивистские поправки.

Из сказанного выше ясно, что такие релятивистские поправки могут иметь различную природу и давать заметный вклад в сечения при различных величинах параметров сталкивающихся частиц. Релятивистское выражение для сечения $d\sigma_l$ ионизации атома заряженной частицей имеет вид [8, 17]

$$d\sigma_l = 4Z_B^2 e^4 \hbar^{-4} c^{-4} \int W_i W_f (p_i/p_f) + |\eta(q)|^2 [q^2 - \{W_i - W_f\}^2 \hbar^{-2} c^{-2}]^{-2} d\Omega. \quad (9)$$

Здесь $W_i = (M^2 c^4 + p_i^2 c^2)^{1/2}$ и $W_f = (M^2 c^4 + p_f^2 c^2)^{1/2}$ — полные энергии иона до и после столкновения.

Множитель $c^{-4} W_i W_f$ следует из учета релятивистской кинематики процесса, величина $(W_i - W_f)^2 \hbar^{-2} c^{-2}$ в квадратных скобках описывает релятивистское запаздывание процесса, релятивистский формфактор $\eta(q)$ определен уравнением (50.2) в [22]. В первом приближении выражение для $d\sigma_l$ при больших энергиях ионизирующей частицы пропорционально β^{-2} .

Релятивистские эффекты, связанные с релятивистскими орбитальными скоростями v_e удаляемых электронов, пренебрежимо малы при ионизации атомов или ионов легких элементов и вырывании внешних электронов у любых атомов или ионов. Лишь во внутренних оболочках тяжелых элементов $v_e \rightarrow c$ и движение электронов необходимо описывать релятивистскими волновыми функциями. В промежуточной области $30 < Z < 70$ можно использовать нерелятивистские расчеты сечений σ_l , вводя релятивистские поправки. Отметим, что релятивистские эффекты, обусловленные большими орбитальными скоростями вырываемых электронов $v_e \rightarrow c$, в первую очередь требуют замены в формуле для

σ_l аналитического выражения для квадрата матричного элемента $\eta_{nlm}(k, q)$ на релятивистское выражение. Для K - и L -оболочек такие релятивистские поправки исследованы в [23, 24].

Уже при энергиях столкновения $E/A \approx 10$ МэВ/нуклон учет релятивистской кинематики процесса (релятивистской связи энергии и импульса и релятивистских законов сохранения энергии и импульса) дает поправки к нерелятивистским величинам эффективных сечений σ_l ионизации порядка 1% [16]. Роль таких кинематических эффектов возрастает с ростом E/A .

При дальнейшем росте скорости v необходимо учитывать релятивистское запаздывание скалярного кулоновского взаимодействия и релятивистское векторное взаимодействие токов ионизирующей частицы и вырываемого электрона.

При ультрарелятивистских скоростях ($\beta = v/c \approx 1$) существенный вклад в эффективные сечения ионизации могут давать радиационные процессы (типа тормозного излучения). Квантовые релятивистские поправки к σ_l , обусловленные виртуальным излучением квантов с продольной поляризацией, растут с энергией E , при $E/A \leq 1$ ГэВ/нуклон они меньше нерелятивистских величин σ_l . Релятивистские расчеты сечений σ_l для вырывания электрона из K -оболочки при столкновениях ряда ионов и атомов приведены в [25].

Важной особенностью эффективных сечений ионно-атомных столкновений является наличие значительной энергетической области, где зависимость сечений от энергии может быть описана асимптотическими формулами.

Нерелятивистские эффективные сечения σ_l ионизации при скоростях ионов v , превышающих орбитальную скорость выбиваемого электрона, асимптотически стремятся к пропорциональности v^{-2} , зависимость сечений σ_c захвата электронов от энергии является значительно более сильной.

Влияние начального состояния вырываемого при ионизации электрона на эффективное сечение ионизации иллюстрируется приведенными на рис. 1–5 вычисленными с учетом релятивистской кинематики величинами сечений $d\sigma/d\Omega$ для ионизации ионов

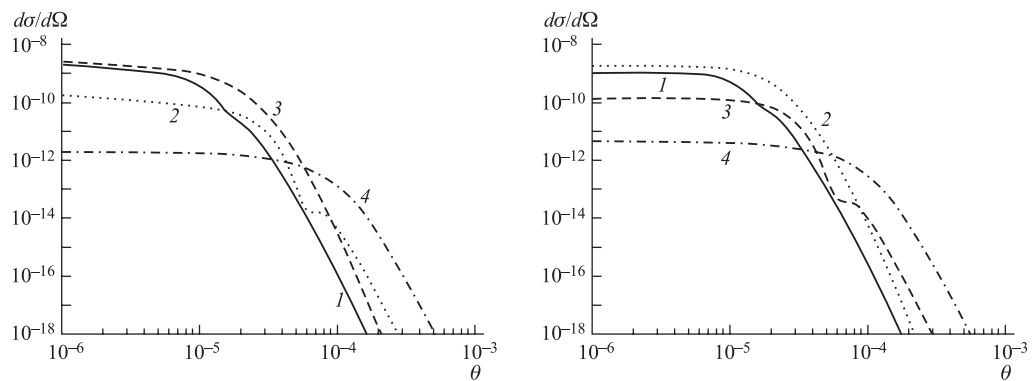


Рис. 1. Дифференциальные эффективные сечения $d\sigma/d\Omega$ ионизации иона Al^{+11} с энергией $E/A = 100$ МэВ/нуклон (в cm^2/sr в с. ц. м., угол θ в рад) при столкновениях с протоном. Начальные состояния вырываемых из иона электронов соответствуют кривым: 1 — 3s; 2 — 2p; 3 — 2s; 4 — 1s

Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для ионизации иона Al^{+11} при столкновении с атомом водорода

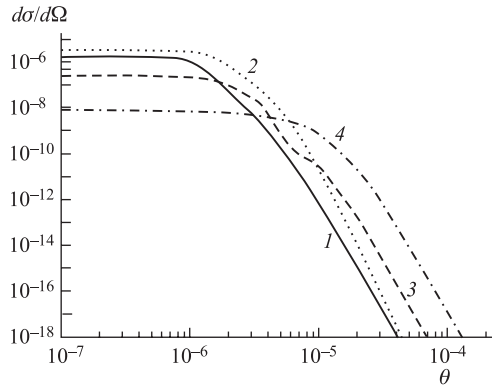


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для ионизации иона Al^{+11} при столкновении с атомом азота

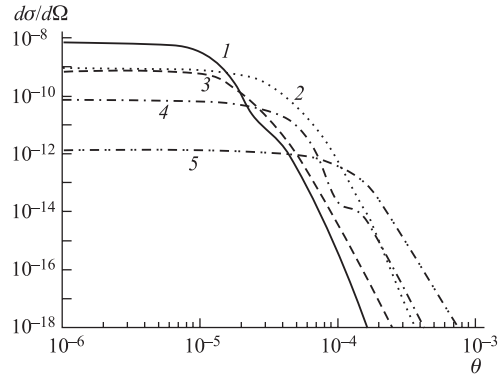


Рис. 4. Эффективные сечения $d\sigma/d\Omega$ для ионизации иона K^{+1} с энергией $E/A = 100$ МэВ/нуклон при столкновении с атомом водорода. 1 — начальное состояние $3p$; 2 — $2p$; 3 — $3s$; 4 — $2s$; 5 — $1s$

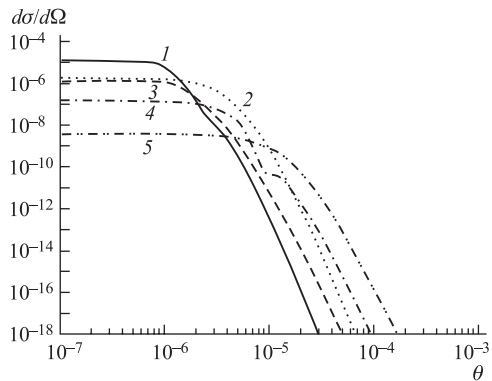


Рис. 5. То же, что и на рис. 4, но для ионизации иона K^{+1} при столкновении с атомом азота

Al^{+11} и K^{+1} с энергией $E/A = 100$ МэВ/нуклон при столкновении с протоном и атомами водорода и азота.

Отметим, что эффективные сечения $d\sigma/d\Omega$ вырывания электронов из всех начальных состояний $|nlm\rangle$ слабо зависят от углов рассеяния θ ионов при малых θ , и величины $d\sigma/d\Omega$ при фиксированной скорости v иона определяются в первую очередь энергией связи и числом электронов в данной оболочке.

и близки к резерфордским, но такие $d\sigma/d\Omega$ дают малый вклад в полные сечения σ_l ионизации ионов U^{+28} с энергией 100 МэВ/нуклон.

При больших углах θ ($\theta > 3 \cdot 10^{-5}$) сечения $d\sigma/d\Omega$ для ионизации на атоме водорода (рис. 1, 2) и при $\theta > 10^{-6}$ — на атоме азота (рис. 3, 4) резко убывают с энергией

При расчетах эффективных сечений σ_l ионизации иона U^{+28} следует учитывать вклады всех 46 электронов, вырывааемых из внешних оболочек от $5p$ - до $3d$ -состояний. При этом основной вклад в эффективные сечения ионизации вносят 24 электрона, вырывааемые из состояний $4f$ и $4d$. Такое большое количество близких по энергии связи электронов приводит к заметным величинам сечений σ_2 двукратной ионизации, что является необычным для ионно-атомных столкновений. Эффективное сечение σ_l ионизации ионов равно сумме $\sigma_l = \sigma_1 + \sigma_2$, а величины σ_2 могут быть оценены по формуле для ударной ионизации

$$\sigma_2 = 2\pi \sum_{i \neq j} \int w_i(x) w_j(x) x dx, \quad (10)$$

где $w_i(x)$ и $w_j(x)$ — вероятности выбивания электронов с номерами i и j при прицельном параметре x . Величины $w_i(x)$ и $w_j(x)$ могут быть вычислены в SCA-приближении для состояний электронов, для которых известны выражения для матричных элементов ионизации. Оценки сечений σ_2 для ионизации ионов U^{+28} при энергии 100 МэВ/нуклон дают величины σ_2/σ_1 от долей процента для столкновений с молекулой H_2 до порядка 10 % для молекул N_2 .

С учетом изложенного выше анализа зависимости сечений σ от параметров нами получена следующая оценка для сечения σ_l ионизации иона U^{+28} с энергией 100 МэВ/нуклон при столкновении с протоном: $\sigma_l = 5 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$.

Из этого следуют величины $\sigma_l = 2 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ для ионизации при столкновении с молекулой водорода, так как для атома водорода выражения (7) и (8) дают примерно равные величины.

При ионизации ионов U^{+28} на атоме азота вклад выражения (7) при всех углах θ в несколько раз больше величины (8) и сечения σ_l ионизации приближенно пропорциональны величине $Z(Z+1)$. Это является следствием большой энергии связи вырываемых из иона U^{+28} электронов, при этом величиной передачи импульса $q \gg 1$ и экранировкой ядра атома азота можно пренебречь. При таких столкновениях атомы остаточных газов оказываются полностью ободранными, все их электроны получают энергию больше энергии связи.

Приведенная выше процедура позволила получить оценку величин σ для ионизации ионов U^{+28} на молекуле азота, равную $\sigma_l = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$. Отметим, что эта величина σ_l на 4 порядка превосходит экспериментальное значение [10] величины сечения радиационного захвата ядром U^{+92} с энергией 295 МэВ/нуклон при столкновении с молекулой N_2 .

Полученные выше оценки сечений σ_l позволили оценить потери ионов U^{+28} в кольце синхротрона SIS-100 в процессе ускорения по формуле

$$dN = -N\sigma \frac{n_0 P}{101} dx. \quad (11)$$

Здесь N — число ионов в импульсе; n_0 — число Лошмита; P — давление газа в камере синхротрона в кПа; x — путь ускоряемых ионов в кольце в процессе ускорения. Подставив в (10) выражения $x = \beta c dt$, $p = p_1 + (p_2 - p_1)t/t_0$ и выполнив интегрирование, получим выражение

$$\ln(N_2/N_1) = -\frac{\sigma n_0 P t_0 \beta_1^2}{2(p_2 - p_1) \cdot 101} \left[2(W_2 - W_1) + 932 \ln \frac{(W_2 - 932)(W_1 + 932)}{(W_2 + 932)(W_1 - 932)} \right]. \quad (12)$$

Здесь $t_0 = 0,5 \text{ с}$ — время ускорения пучка; полная энергия W_1 и W_2 дана в МэВ/нуклон; p_1 и p_2 — импульсы ионов в начале и в конце ускорения в МэВ/нуклон/с.

Подстановка в (11) величин $E_1/A = 100 \text{ МэВ/нуклон}$ и $E_2/A = 1 \text{ ГэВ/нуклон}$ приводит (11) к виду

$$N_2/N_1 = 1 - 5 \cdot 10^{26} P \sigma. \quad (13)$$

Это значит, что при наличии в камере синхротрона SIS-100 молекул H_2 с давлением $P = 10^{-11} \text{ кПа}$ при температуре 0°C потери пучка из-за перезарядки будут порядка 0,1 %. Присутствие в камере молекул N_2 при той же температуре потребует снизить давление до $P = 4 \cdot 10^{-13} \text{ кПа}$ для получения потерь порядка 0,1 %.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные оценки необходимого вакуума в камере синхротрона SIS-100 согласуются с запланированными авторами [1] проекта ускорительного комплекса GSI значениями вакуума $P = 5 \cdot 10^{-12}$ мбар = $5 \cdot 10^{-13}$ кПа.

Отметим, что приведенные выше оценки потерь пучка на молекулах водорода указывают на возможность уменьшения потерь пучка при использовании продувки камеры водородом или гелием в процессе откачки.

Оценки потерь интенсивности пучка получены без учета потерь из-за ионизации при столкновениях с атомами, выбитыми из стенок камеры ионами пучка, изменившими свой заряд при столкновениях с атомами остаточного газа.

Для оценки роли «динамического давления» и радиационных потерь, вызванных в стенках камеры и магнитах потерями пучка ионов урана, требуется проведение дополнительных исследований.

В заключение отметим, что ускорение пучка ионов U^{+28} в синхротроне SIS-100 до энергии $E/A = 1$ ГэВ/нуклон откроет новые значительные возможности для исследования ряда процессов ионно-атомных столкновений, когда ионы достаточно тяжелых атомов обладают большим зарядом.

Автор выражает глубокую благодарность А. Д. Коваленко, по инициативе и при участии которого выполнена эта работа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. An International Accelerator Facility for Beams of Ions and Antiprotons. <http://www.gsi.de/GSI-Future/cdr/PDF/S1.pdf>
2. *Baldin A. M. et al.* Superconducting Fast Cycling Magnets of the Nuclotron // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 1995. V. 5, No. 2. P. 875–877.
3. *Moritz G. et al.* Towards Fast Pulsed Superconducting Synchrotron Magnets // Proc. of the 2001 Particle Accelerator Conf., Chicago, June 2001. P. 211.
4. *Kovalenko A. et al.* Optimization of Superferric Nuclotron Type Dipole for the GSI Fast Pulsed Synchrotron // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2000. V. 12, No. 1. P. 161–165.
5. *Kovalenko A. et al.* Superconducting Fast-Cycling Dipole Magnets for the GSI Future Accelerator Facility // EPAC2002, Paris, June 3–7, 2002.
6. *Khodzhibagian H. G. et al.* Design of New Hollow Superconducting NbTi Cables for Fast Cycling Synchrotron Magnets // IEEE Trans. Appl. Superconductivity. 2003. V. 13, No. 2. P. 3370–3373.
7. Каминский А. К., Васильев А. А. // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 2. С. 489;
Kaminsky A. K., Vasilev A. A. // Part. Nucl. 1998. V. 29, No. 3. P. 201.
8. Каминский А. К., Попова М. И., Булгаков Ю. В. Исследование ионно-атомных процессов в ускорителях тяжелых ионов. Научный отчет НИИЯФ МГУ. М., 1978. Ч. 2.
9. *Eichler J., Meyerhof W. E.* Relativistic Atomic Collisions. San Diego: Academic Press, 1995.
10. *Stohlker Th. et al.* // Phys. Rev. A. 1995. V. 51, No. 3. P. 2098.

11. *Stohlker Th. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1997. V. 124. P. 160.
12. *Datz S. et al.* // Ibid. P. 169.
13. *Belkacem A. et al.* // Phys. Rev. A. 1997. V. 56, No. 4. P. 2806.
14. *Gould H.* Photonic, Electronic and Atomic Collisions // Invited papers of the XX ICPEAC. Vienna, 1997. P. 405.
15. <http://www.gsi.de/GSI-Future/cdr/PDF/S3.pdf>. P. 495.
16. *Stelton P. H.* Beam Foil Spectroscopy / Ed. by I. A. Sellin, D. J. Pegg. 1976. V. 1. P. 401.
17. *Inokuti M.* // Rev. Mod. Phys. 1971. V. 43, No. 3. P. 297;
Inokuti M., Itikawa Y., Turner J. E. // Rev. Mod. Phys. 1978. V. 50, No. 1. P. 23.
18. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. М., 1963. С. 666.
19. *Khandelwal G. S., Choi B. H., Merzbacher E.* // At. Data. 1973. V. 5. P. 291.
20. *Choi B. H.* // Phys. Rev. A. 1973. V. 7. P. 2056.
21. *Каминский А. К.* // Письма в ЭЧАЯ. 2002. № 3[112]. С. 47.
22. *Bethe H.* // Handbuch der Physik. Berlin, 1933. V. 24/1. P. 273.
23. *Amundsen P. A.* // J. Phys. B. 1976. V. 9. P. 971.
24. *Amundsen P. A.* // J. Phys. B. 1977. V. 10. P. 1097.
25. *Anholt R., Becker U.* // Phys. Rev. A. 1987. V. 36. P. 4628.

Получено 3 июня 2004 г.