

РАСЧЕТ ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЫ ЦИКЛОТРОНА У-400Р

*Д. А. Ашихмин^{а, 1}, Н. Ю. Казаринов^а, И. А. Иваненко^а,
А. С. Забанов^а, О. А. Чернышёв^а, Г. Г. Гульбемян^а,
В. А. Сёмин^а, А. В. Тихомиров^а*

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия

В настоящее время в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований осуществляется реконструкция циклотрона У-400. Предполагается модификация конструкции канала аксиальной инжекции, а также вакуумной камеры. В связи с этим требуется расчет параметров вакуумной системы ускорителя. Рассчитано распределение давления остаточного газа в канале аксиальной инжекции и вакуумной камере циклотрона У-400Р с использованием программного пакета Comsol Multiphysics. Оценено влияние дополнительных элементов на итоговый результат. Также проведена оценка эффективности прохождения ионов в вакууме. Использованы разные модели для определения сечений перезарядки. Показано, что наличие требуемого давления остаточного газа достаточно для минимизации потерь ускоряемых ионов.

The U400 cyclotron reconstruction project is currently underway at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions at the Joint Institute for Nuclear Research. Modification of the design of the axial injection channel and the vacuum chamber is planned. It is necessary to simulate the accelerator vacuum system. The pressure distribution of the residual gas in the axial injection channel and the vacuum chamber of the U400R cyclotron was simulated by using the Comsol Multiphysics software. The influence of additional elements on the final result is estimated. The transmission efficiency of ions in vacuum has also been evaluated. Different models were used to determine the charge-exchange cross sections. It has been shown that the required residual gas pressure is sufficient to minimize the loss of accelerated ions.

PACS: 29.20.dg

ВВЕДЕНИЕ

В современных циклотронах, предназначенных для получения пучков тяжелых многозарядных ионов, одним из ключевых факторов, которые определяют эффективность ускорения, является качество вакуума в канале инжекции и вакуумной камере. Молекулы остаточного газа в этих объемах взаимодействуют с ускоряемыми частицами, что приводит к изменению заряда последних [1]. Это явление вызывает потери

¹E-mail: daa39@jinr.ru

интенсивности и снижение эффективности, что ограничивает достижимые параметры ускорителя [2].

Циклотрон У-400Р — проект реконструкции существующего ускорителя У-400, реализуемый в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ). Модернизация предполагает изменение конструкции канала аксиальной инжекции и расширение диапазона энергий ускоряемых ионов [3, 4]. Эти изменения также требуют пересмотра параметров вакуумной системы и переоценки эффективности прохождения ускоряемых ионов, обусловленных взаимодействием с частицами остаточного газа.

Взаимодействие пучка с остаточным газом в ускорителях тяжелых ионов приводит к изменению зарядового состояния частиц и, как следствие, к потерям ионов из-за изменения их жесткости [5]. В работе [6] отмечается, что сечение перезарядки для тяжелых многозарядных ионов может на несколько порядков превышать сечение ионизации, что требует особого внимания к уровню вакуума на начальном этапе ускорения. Для области высоких энергий время жизни пучка заряженных частиц тоже определяется главным образом процессами потерь и захвата электронов при столкновениях с молекулами остаточного газа. К примеру, если рассматривать ускорение $^{238}\text{U}^{28+}$, расчетные времена жизни, полученные с использованием сечений взаимодействия для различных газовых компонентов (H_2 , N_2 , Ar), при среднем давлении порядка $2 \cdot 10^{-11}$ мбар составляют от 10 до 140 с в зависимости от энергии (от 1 до 10^4 МэВ/нуклон) [7]. При этом авторы [7] подчеркивают, что состав остаточного газа существенно влияет на потери пучка: некоторые компоненты (Ar , CH_4) с более низкой скоростью откачки по сравнению с N_2 могут накапливаться в вакуумных камерах и вносить весомый вклад в процессы перезарядки. В связи с этим оценка эффективности прохождения ионов требует осторожности, обусловленной необходимостью корректировки сечений.

В настоящей работе выполнен расчет трехмерного распределения давления остаточного газа в канале аксиальной инжекции и вакуумной камере циклотрона У-400Р с использованием программной среды Comsol Multiphysics. Произведен учет наличия дополнительных элементов внутри вакуумных систем. Полученные результаты были использованы для оценки эффективности прохождения многозарядных ионов. Расчет сечений перезарядки, определяющих потери пучка при ускорении в циклотроне, выполнялся с привлечением различных теорий, включая построение полиномов по известным данным, полуэмпирические формулы и аналитические выражения.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДАВЛЕНИЯ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА

При высоких значениях числа Кнудсена ($K_n \gg 1$) можно ввести допущение, связанное с отсутствием столкновения между молекулами. В таком случае перенос вещества определяется лишь взаимодействием со стенками трубопровода и считается, что рассчитываемой системе свойственно стационарное свободномолекулярное течение разреженного газа. Итак, давление внутри рассчитываемой системы откачки можно найти, решив уравнения, связывающие газовые потоки (число частиц, пересекающих единицу площади поверхности в единицу времени) через вероятности перехода молекул с одной поверхности на другую — угловые коэффициенты [8].

Таким образом, молекулярный поток, приходящий в данную точку с элементов поверхности S , можно определить, используя следующее выражение:

$$G = - \int_S \frac{J(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{n}' \cdot \mathbf{r})}{\pi r^4} dS. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{r}$ — вектор от источника молекул газа до данной точки, где определяется молекулярный поток, $\mathbf{n}$ и $\mathbf{n}'$ — единичные векторы нормали к поверхности источника молекул газа и поверхности, в которой необходимо рассчитать газовый поток, соответственно, множитель $(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{n}' \cdot \mathbf{r})/(\pi r^4)$ называется угловым коэффициентом для рассматриваемой поверхности и описывает вероятность того, что молекула, вылетевшая с элемента dS в произвольном направлении, попадет на рассматриваемый элемент.

Плотность частиц и давление находятся с помощью следующих выражений:

$$n = - \int_S \frac{J(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})}{\pi r^3} \sqrt{\frac{\pi M_n}{8RT}} dS + 2 \sqrt{\frac{\pi M_n}{8RT}} J. \quad (2)$$

Давление в равновесном состоянии в объеме можно найти через уравнение молекулярно-кинетической теории $p = nkT$. Для случая стенок использовалось выражение

$$p = - \int_S \frac{J(\mathbf{n} \cdot \mathbf{r})(\mathbf{n}' \cdot \mathbf{r})}{\pi r^5} \frac{M_n}{N_A} \sqrt{\frac{9\pi RT}{8M_n}} dS + \frac{2JM_n}{3N_A} \sqrt{\frac{9\pi RT}{8M_n}}, \quad (3)$$

где M_n — молярная масса остаточного газа (25,5057 г/моль); R — универсальная газовая постоянная (8,31 Дж · моль⁻¹ · К⁻¹); T — комнатная температура (293,15 К); N_A — постоянная Авогадро (6,022 · 10²³ моль⁻¹).

В области стенок трубопровода, в котором необходимо определить распределение давления остаточного газа, рассчитывается поток:

$$J = G + J_0, \quad (4)$$

где G — поток, пришедший из объема; J_0 — газоотделение, задаваемое для стенок.

Для мест установки вакуумных насосов следует учитывать поток молекул, покидающих систему:

$$J = \left(1 - \sqrt{\frac{2\pi M_n}{RT}} \frac{S_G}{A_G} \right) G, \quad (5)$$

где S_G — быстрота действия насоса (скорость откачки); A_G — площадь входного отверстия (область установки насоса).

На основании вакуумных схем, приведенных на рис. 1, и параметров насосов, указанных в табл. 1, составлены две расчетные области: 1) для определения давления остаточного газа внутри канала аксиальной инжекции; 2) для вакуумной камеры циклотрона У-400Р. Используемые при расстановке граничных условий параметры газоотделения представлены в табл. 2.

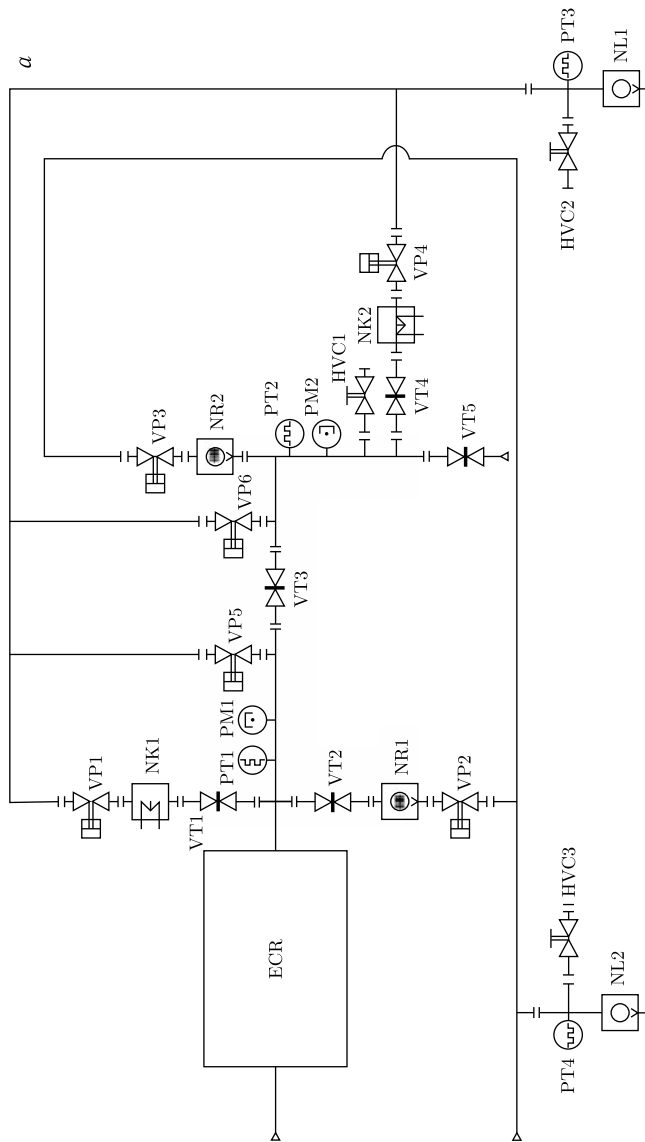
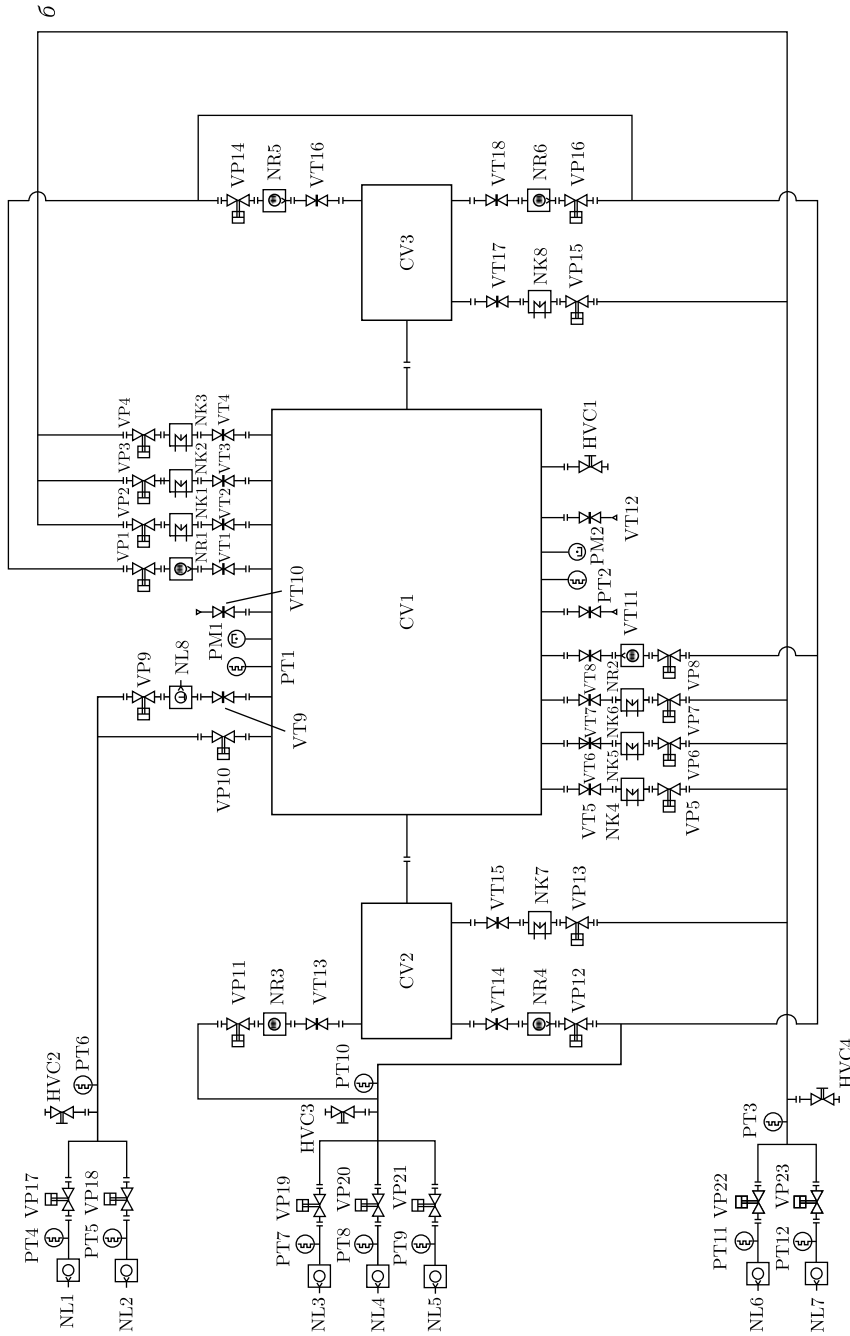


Рис. 1. а) Вакуумная схема систем откачки из канала инжекции: ЭЦР — камера, в которой установлен ЭЦР-источник ионов; NK1, NK2 — криогенные насосы; NR1, NR2 — турбомолекулярные насосы; NL1, NL2 — механические форвакуумные насосы; PT1–PT4 — термопарные вакуумметры; PM1, PM2 — ионизационные вакуумметры; VT1–VT5 — шиберы; VP1–VP6 — пневматические клапаны; HVC1–HVC3 — клапаны ручного привода, необходимые для подключения течеискателя и напуска атмосферы в вакуумную систему



Окончание рис. 1. б) Вакуумная схема систем откачки из вакуумной камеры циклотрона: CV1 — вакуумная камера циклотрона У-400Р; CV2, CV3 — резонаторные баки; NK1-NK8 — криогенные насосы; NR1-NR6 — турбомолекулярные насосы; NL1-NL7 — механические форвакуумные насосы; NL8 — насос Рутса; PT1-PT12 — термометрические вакуумметры; PM1, PM2 — ионизационные вакуумметры; VT1-VT18 — шиберы; VP1-VP23 — пневматические клапаны; HVC1-HVC4 — клапаны ручного привода, необходимые для подключения течеискателя и напуска атмосферы в вакуумную систему

Таблица 1. Параметры вакуумных насосов циклотрона У-400Р

Обозначение на схеме	Марка	Быстрота действия насоса S_G , л/с	Диаметр условного прохода
Канал аксиальной инжекции			
NK1, NK2	HBK 160-0,8	800	DN160 ISO-K
NR1	FF-160/700E	685	
NR2	FF-100/300E	700	DN100 ISO-K
Вакуумная камера			
NR1, NR2	FF250/2000E	2000	DN250 ISO-K
NR3, NR4, NR5, NR6	FF160/700E	700	DN160 ISO-K
NK7, NK8	HBK-160-0,8	800	
NK3, NK6	HBK-320-5,0	5000	DN320 ISO-K
NK1, NK2, NK3, NK5	HBK-400-6,5	6500	DN400 ISO-K

Таблица 2. Основные расчетные параметры, используемые для определения остаточного давления внутри вакуумной системы канала аксиальной инжекции У-400Р

Параметр	Значение
Канал аксиальной инжекции	
Удельная скорость газоотделения с поверхности, Торр · л/(с · см ²)	10^{-9}
Газовый поток из ECR-источника, Торр · л/с	10^{-4}
Вакуумная камера	
Удельная скорость газоотделения с поверхности стенок вакуумной камеры, Торр · л/(с · см ²)	$7,3 \cdot 10^{-10}$
Удельная скорость газоотделения с поверхности стенок баков резонаторов и других элементов из бескислородной меди, включая плакировки на дуантах, Торр · л/(с · см ²)	10^{-11}
Удельная скорость газоотделения с поверхности каркаса из алюминия, Торр · л/(с · см ²)	10^{-12}

В области установки насосов для канала аксиальной инжекции выставлены значения эффективной быстроты действия (700, 210 и 560 л/с), потока газоотделения из камеры ECR-источника (10^{-4} Торр · л/с), а в месте входа в циклотрон установлено условие, связанное со снижением газового потока в связи с откачкой периферийными насосами вакуумной камеры ускорителя. Сама расчетная область, используемая в данном случае, приведена на рис. 2. Она представляет собой внутренний объем канала аксиальной инжекции без каких-либо элементов, находящихся внутри нее.

Аналогично составлена расчетная область вакуумной камеры (рис. 3) с учетом того, что в ней находятся дополнительные элементы (к примеру, алюминиевый каркас, медные плакировки и др.), оказывающие влияние как на суммарное газоотделение, так и на проводимость. Дополнительно исследована зависимость давления остаточного газа от положения закорачивающей пластины, изготовленной из меди.

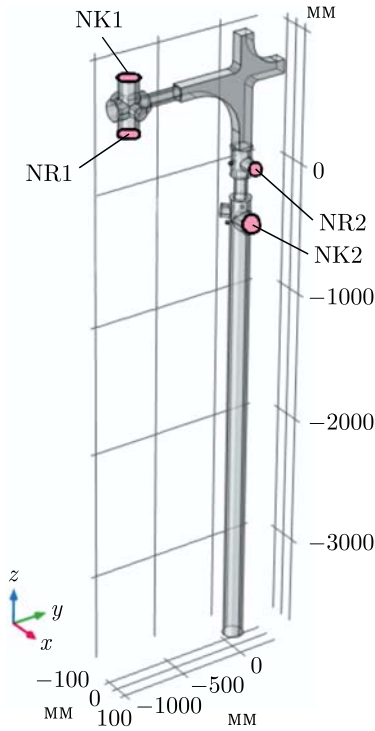


Рис. 2. Расчетная область, используемая при нахождении распределения давления остаточного газа внутри вакуумной системы канала аксиальной инъекции

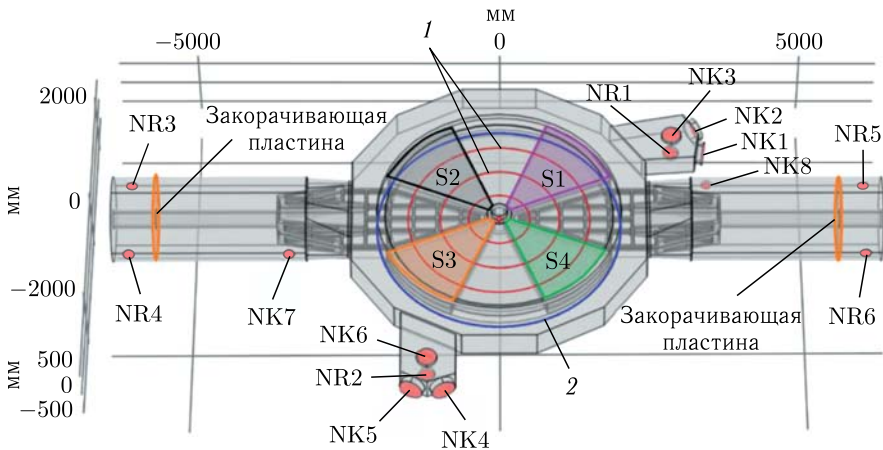


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Расчетная область, применяемая при определении давления остаточного газа в вакуумной камере циклотрона У-400Р. Отмечены орбиты, соответствующие радиусам 50, 500, 1000, 1500 мм (красная кривая, 1) и радиусу вывода 1800 мм (синяя кривая, 2)

ПОТЕРИ ИОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ВНУТРИ КАНАЛА АКСИАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ И ПРИ ИХ УСКОРЕНИИ В ЦИКЛОТРОНЕ У-400Р

Требования к уровню давления остаточного газа внутри вакуумных систем определяются с применением расчета потерь ускоряемых ионов, для нахождения которых необходимо решить следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dI}{dL} = -\sigma(\beta)nI, \quad (6)$$

где n — концентрация молекул остаточного газа ($1/\text{см}^3$); I — интенсивность пучка ионов; $\sigma(\beta)$ — сечение перезарядки иона на молекулах остаточного газа ($\text{см}^2/\text{молекулу}$). В качестве начального условия можно записать $I(L = 0) = I_0$, где I_0 — интенсивность ионов в начале пути. В таком случае выражение для эффективности прохождения с учетом того, что полная длина орбиты равняется L (см), будет иметь следующий вид:

$$T_{\text{eff}} = \frac{I(L)}{I_0} = \exp(-\sigma(\beta)nL). \quad (7)$$

Используя выражение $p = nkT$ ($T = 293,15$ К — комнатная температура; $k = 1,0352 \cdot 10^{-19}$ Торр · см³/К — постоянная Больцмана), можно получить зависимость эффективности прохождения ионов от давления:

$$T_{\text{eff}} = \exp\left(-3,3 \cdot 10^{16} \int_0^L P(L)\sigma(\beta) dL\right). \quad (8)$$

Здесь $P(L)$ — распределение давления вдоль траектории иона (Торр).

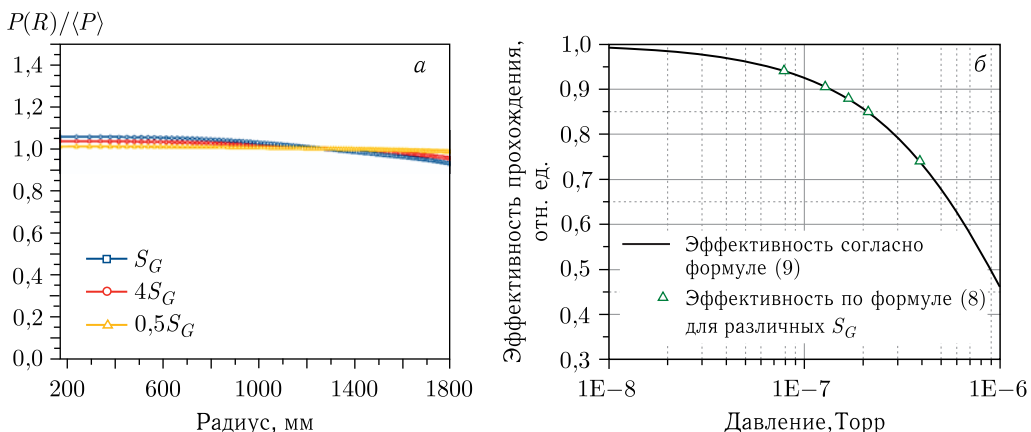


Рис. 4. а) Зависимость величины $P(R)/\langle P \rangle$ от радиуса при разных S_G и б) эффективность прохождения ионов $^{238}\text{U}^{33+}$ в циклотроне ($E_{\text{extr}} = 4,95$ МэВ/нуклон, $N = 112$, $L = 851,5$ м, $U = 0,044$ МэВ/нуклон), точками отмечены рассчитанные значения для случаев с определенной быстротой действия насосов S_G

Если рассматривать ускорение в камере циклотрона, то можно преобразовать формулу (8):

$$T_{\text{eff}} = \exp \left(-3,3 \cdot 10^{16} \langle P \rangle \sum_{n=1}^N p_n 2\pi R_n \sigma_n \right), \quad (9)$$

где $\langle P \rangle = N^{-1} \sum_{k=1}^N P(R_k)$ — среднее давление в рабочей области циклотрона;

$2\pi \sum_{n=1}^N (R_n)$ — длина траектории иона в приближении замкнутых ускоренных орбит, $N = (E_{\text{extr}} - E_{\text{inj}})/U$ — число ускоренных орбит, E_{extr} — кинетическая энергия на орбите вывода, E_{inj} — кинетическая энергия инжекции в циклотрон, U — набор кинетической энергии равновесной частицы на обороте, $P(R_n)$ — среднее по азимуту давление и σ_n — сечение перезарядки, соответствующие среднему радиусу ускоренной орбиты R_n .

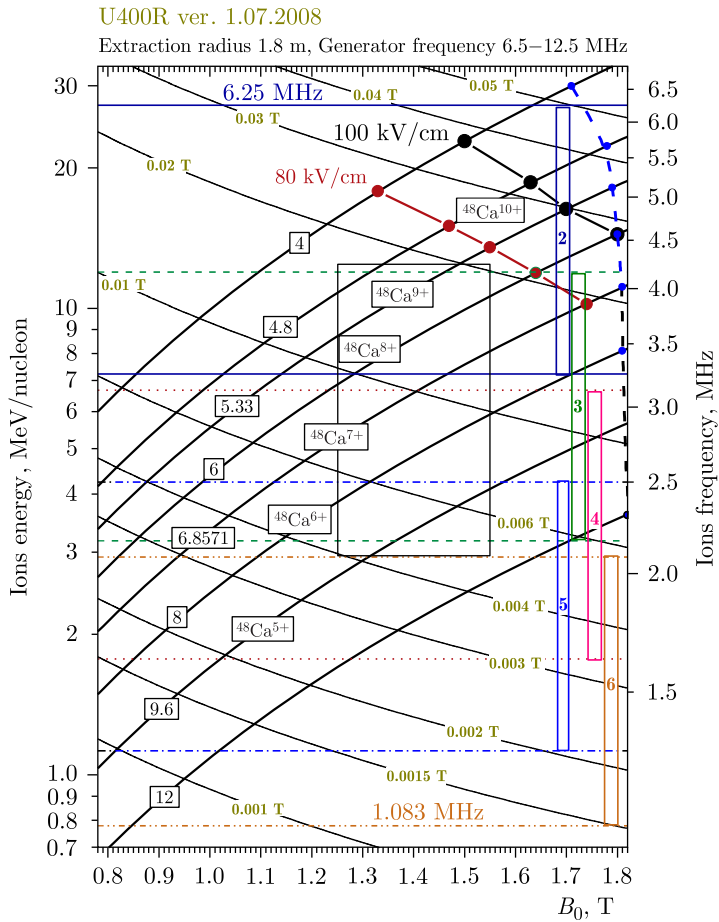


Рис. 5. Рабочая диаграмма У-400Р [9]

При использовании формулы (9) предполагается, что величина $p_n = [P(R_n)/\langle P \rangle]$ не зависит от среднего давления $\langle P \rangle$. Это подтверждается расчетом распределения давления в камере циклотрона при различной скорости откачки S_G , приводящей к изменению $\langle P \rangle$. На рис. 4, а показана зависимость величины $P(R)/\langle P \rangle$ от радиуса при разных S_G . Из этого рисунка видно, что ошибка данного приближения не превышает 4 %.

Дополнительно вычислена эффективность прохождения ионов $^{238}\text{U}^{33+}$ при различных значениях быстроты действия насосов S_G . На рис. 4, б показана зависимость потерь ионов от среднего давления, найденная по формуле (8). На этих же графиках точками выделены вычисленные значения эффективности без упрощающих приближений. Полученные значения хорошо согласуются с построенной кривой, что также подтверждает корректность применения формулы (9) для оценки потерь ускоряемых ионов.

Средний радиус ускоренной орбиты R_n определяется из соотношения

$$R_n = \frac{B\rho_n}{B_n}, \quad (10)$$

где $B\rho_n$ [Тл · м] = $(A/Z) \cdot 299,79^{-1} \sqrt{E_n(2E_0 + E_n)}$, $E_0 = 931,49$ МэВ, A — массовое число, Z — зарядовое число, E_n — кинетическая энергия иона (МэВ/нуклон) на радиусе R_n ; $B_n = B_0/\sqrt{1 - (R_n/R_\infty)^2}$ — величина индукции изохронного магнитного поля, R_∞ — предельный радиус циклотрона, B_0 — индукция магнитного поля в центре циклотрона (Тл), которую можно определить из диаграммы, приведенной на рис. 5 [9]. Следует отметить, что в расчетах B_n было заменено на B_0 .

СЕЧЕНИЯ ПЕРЕЗАРЯДКИ ИОНОВ

В области низких энергий (например, до 0,1 МэВ/нуклон) сечение перезарядки можно найти следующим образом [10]:

$$\sigma \cong 1,43 \cdot 10^{-12} Z^{1,17} I_{\text{ion}}^{-2,76}, \quad (11)$$

где I_{ion} — энергия первой ступени ионизации мишени (в данном случае для N_2 14,4 эВ).

При определении значений сечения перезарядки в более высоком диапазоне энергий (10^{-3} – 10^4 МэВ/нуклон) можно использовать подход, суть которого заключается в построении полиномов, где подбираются коэффициенты аппроксимации для соответствия данным, включая экспериментальные. В работе [11] с этой целью использовалось следующее выражение:

$$\log_{10}(\sigma[\text{см}^2/\text{атом}]) = \sum_{i=0}^7 A_i (\log_{10} E [\text{МэВ/нуклон}])^i. \quad (12)$$

Для ионов $^{238}\text{U}^{33+}$ при определении сечения перезарядки на молекулярном азоте N_2 использовались удвоенные коэффициенты, приведенные в табл. 3 для атомарного азота N.

Таблица 3. Параметры аппроксимации для построения сечения перезарядки иона $^{238}\text{U}^{33+}$ при взаимодействии с атомарным азотом N [10]

Параметр	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7
σ_C	-15,65522	-1,51938	-0,3276	-0,27475	-0,15825	0,00381	0,01715	0,00259
σ_L	-16,99479	0,80561	-0,76957	0,01572	0,03392	0,01362	-0,00613	5,63099E-4

Примечание. Для построения σ_C использовался диапазон энергий $10^{-3} - 10^2$ МэВ/нуклон, для σ_L — $10^{-1} - 10^4$ МэВ/нуклон.

Также можно применять и аналитические выражения. Для низких энергий от 10 кэВ/нуклон до 0,1 МэВ/нуклон используется формула (11). Сечения же для энергий от 0,1 до 1,4 МэВ/нуклон согласно [12, 13] можно записать в виде

$$\sigma_C = 2 \cdot 10^{-15} Z^2 (137\beta)^{-5}, \quad (13)$$

$$\sigma_L = 2 \cdot 10^{-15} (1 + Z)^2 (137\beta)^{-5} \exp\left(-\frac{2(Z - \bar{q}) + 1}{2d^2}\right), \quad (14)$$

где σ_C и σ_L — сечения захвата и потери электрона; $\bar{q} = Z \{1 - C \exp(-137\beta\delta)\}$, коэффициент $C \cong 1$ практически не зависит от Z , $\delta = 0,3443 - 0,0667 \ln(Z)$ и $d = 0,27\sqrt{Z}$, $\beta = v/c$ — относительная скорость (v — скорость иона, c — скорость света).

Для энергий от 1,5 до 100 МэВ/нуклон в работе [12] предлагается использовать следующие выражения для сечений:

$$\sigma_C \cong 3 \cdot 10^{-28} Z^{5/2} \beta^{-7}, \quad (15)$$

$$\sigma_L \cong 9 \cdot 10^{-19} Z^{-2/5} \beta^{-2}. \quad (16)$$

Кроме того, существуют и полуэмпирические зависимости, при выводе которых используются экспериментальные значения, что обеспечивает высокую сходимость расчетов с данными, полученными опытным путем. Подробно использование различных подходов для определения сечений перезарядки показано в статье [14]. В настоящей работе для сравнения были выбраны соотношения, представленные в [15] и [16]:

$$\sigma_C = \frac{1,1 \cdot 10^{-8}}{\tilde{E}^{4,8}} \frac{Z^{0,5}}{Z_T^{1,8}} \left(1 - \exp\left[1 - 0,037 \tilde{E}^{2,2}\right]\right) \left(1 - \exp\left[1 - 2,44 \cdot 10^{-5} \tilde{E}^{2,6}\right]\right), \quad (17)$$

где $\tilde{E} = E / \left(Z_T^{1,25} Z^{0,7}\right)$, $Z \geq 3$, $\tilde{E} \geq 10$, Z_T — заряд атома мишени;

$$\sigma_L = 0,88 \cdot 10^{-16} (Z_T + 1)^2 \frac{u}{u^2 + 3,5} \left(\frac{R_y}{I_1}\right)^{1+0,01Z} \left(4 + \frac{1,31}{n_0} \ln(4u + 1)\right), \quad (18)$$

где $u = v^2(I_1/R_y)^{-1} = (\beta c)^2(I_1/R_y)^{-1}$ — приведенная энергия налетающего иона, v — скорость налетающего иона, c — скорость света; I_1 — первый потенциал ионизации иона в R_y ; n_0 — главное квантовое число внешней оболочки налетающего иона.

Однако следует отметить, что соотношение (17) в области низких энергий может завышать или занижать значение сечения перезарядки. Поэтому в настоящей работе дополнительно проведена аппроксимация с применением подбора коэффициентов A_i с использованием выражения (12) для определения искомых значений в области низких энергий (до 0,5 МэВ/нуклон) при расчете по формуле (17).

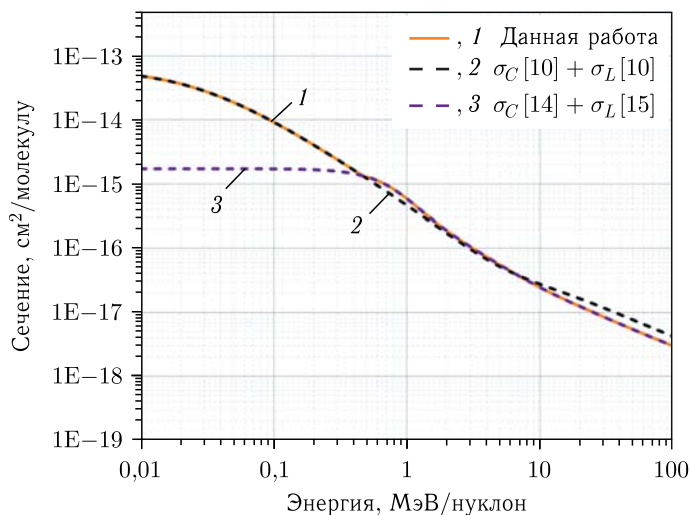


Рис. 6. Сечения перезарядки, построенные с использованием разных теорий

Сопоставление полученных результатов приведено на рис. 6. Видно значительное различие в значениях, особенно в области низких энергий (до 0,5 МэВ/нуклон). Подходы по-разному экстраполируют зависимости сечений в диапазоне малых энергий, где процессы перезарядки, вероятно, могут быть чувствительны к эффектам, не в полной мере учитываемым расчетными моделями. В связи с этим и возникает необходимость в их корректировке, например, путем подбора эмпирических коэффициентов (например, с применением (12)) или использования специальных выражений для низкоэнергетической области (величина сечения, определенная согласно выражению (11), хорошо согласуется с найденным значением для энергии 0,01 МэВ/нуклон, приблизительно равным $5 \cdot 10^{-14}$ см²/молекулу).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

На первом этапе работы получено распределение давления внутри канала инжекции вдоль орбиты без учета «сужения» трубы, присоединяемой к камере циклотрона, и без учета объема, занимаемого центральной пробкой магнита и инфлектором. Затем построена более близкая к реализуемой на практике геометрия апертуры: снижен диаметр трубы, начало которой лежит на границе соленоида, добавлен объем, занимаемый центральной пробкой магнита У-400Р и инфлектором (устройство с прямоугольным отверстием шириной 20 мм, длиной 10 мм, глубиной 81 мм). Сопоставление

полученного при изменении расчетной области распределения давления остаточного газа с результатом, полученным на предыдущем этапе, приведено на рис. 7.

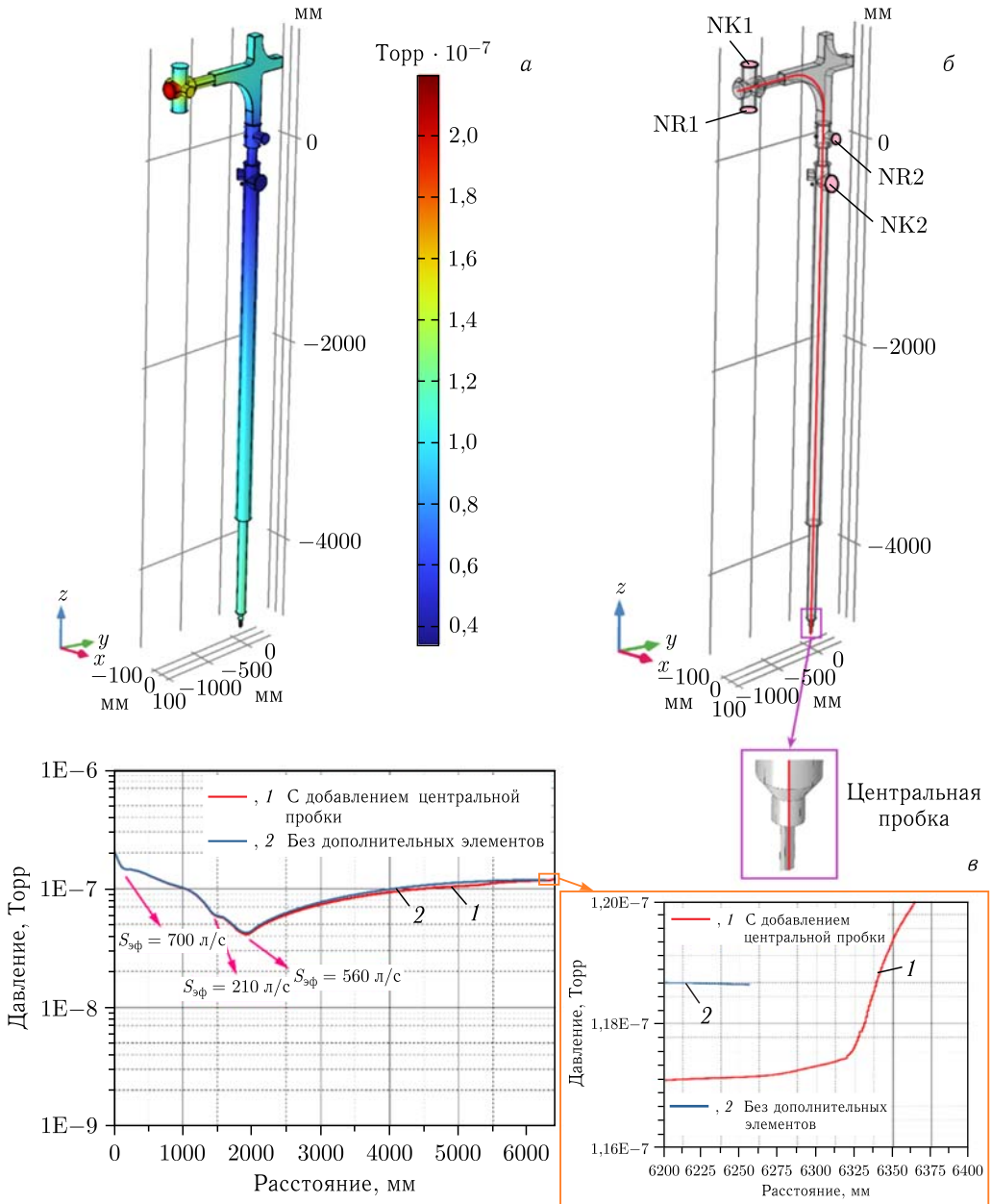


Рис. 7. Распределение давления остаточного газа (а), линия, вдоль которой построено распределение давления внутри канала (б) и сопоставление зависимостей данной величины от расстояния для случаев со скорректированной геометрией модели и без введения изменений (в)

Из графика видно, что давление заметно снижается в областях расположения высоковакуумных насосов, а затем возрастает по направлению ко входу в циклотрон. Уменьшение диаметра трубы приводит к снижению давления остаточного газа вследствие сокращения газоотделения со стенок по причине их меньшей площади. В то же время на выходе в вакуумную камеру циклотрона фиксируется «скачок» давления, что, вероятно, связано со значительным снижением проводимости в узком сечении канала (в области, где установлен инфлектор), удаленном от вакуумных насосов.

Средние значения при этом имеют также несущественные различия между собой ($9,6 \cdot 10^{-8}$ Торр в предыдущем расчете и $9,4 \cdot 10^{-8}$ Торр при изменениях геометрии апертуры). При таком среднем значении потери для всех рассматриваемых ионов составили ниже 15 % (рис. 8). Таким образом, наличия вакуума, полученного с помощью подобранных насосов, достаточно для эффективного прохождения пучка заряженных частиц через канал аксиальной инжекции.

В случае распределения давления остаточного газа внутри вакуумной камеры У-400Р рассматривались два варианта: 1) когда закорачивающие пластины расположены на расстоянии 3710 мм от центра камеры; 2) на расстоянии 5710 мм (рис. 9). Положение пластины существенно не влияет на рассчитываемую величину (среднее значение в первом случае составило $1,26 \cdot 10^{-7}$ Торр, во втором — $1,29 \cdot 10^{-7}$ Торр).

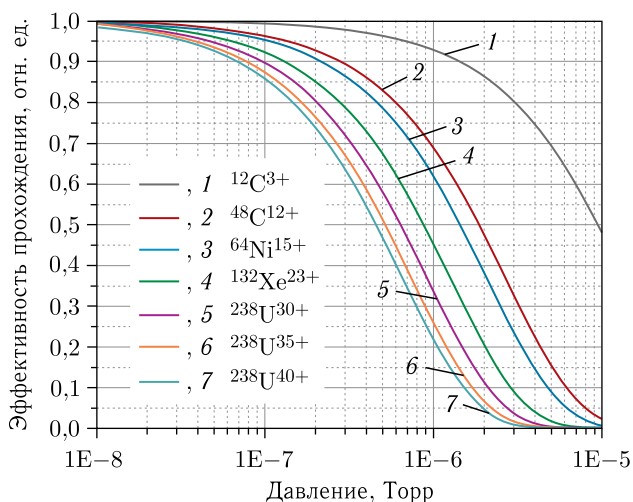


Рис. 8. Эффективность прохождения ионов $^{238}\text{U}^{30+}$, $^{238}\text{U}^{35+}$, $^{238}\text{U}^{40+}$, $^{132}\text{Xe}^{23+}$, $^{64}\text{Ni}^{15+}$, $^{48}\text{Ca}^{12+}$ и $^{12}\text{C}^{3+}$, обусловленная перезарядкой ионов на остаточном газе, в канале аксиальной инжекции в зависимости от давления остаточного газа

Заметно влияние наличия секторов основного магнита. В области их нахождения наблюдается локальное повышение давления остаточного газа по причине снижения проводимости.

В месте установки высоковакуумных насосов выявлено наличие самого низкого значения давления, которое составило $7,3 \cdot 10^{-8}$ и $7,5 \cdot 10^{-8}$ Торр для первого и второго вариантов соответственно.

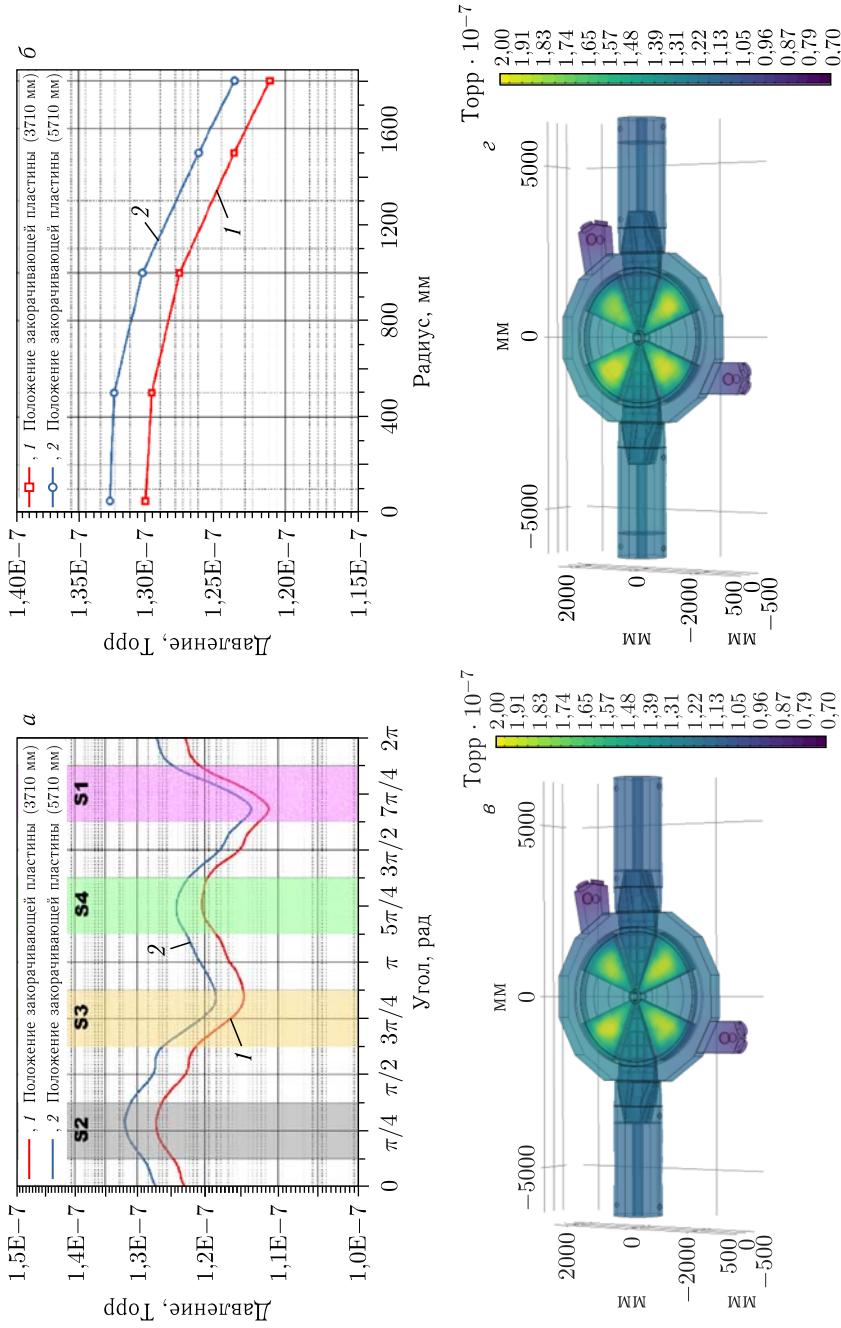


Рис. 9. Распределение давления остаточного газа в вакуумной камере в случае, когда закорачивающие пластины расположены на расстояниях 3710 (а) и 5710 (б) мм от центра камеры, среднее значение давления в зависимости от радиуса (а) и азимутальное распределение данной величины на радиусе вывода пучка 1800 мм (з)

Также построены зависимости давления остаточного газа от угла вдоль окружности радиусом 1800 мм (рис. 9, *в*) и распределения его среднего значения от радиуса окружностей (рис. 9, *г*), которые были приведены в расчетной области на рис. 3. Отмечено снижение среднего значения давления в первом варианте (закорачивающая пластина расположена на расстоянии 3710 мм от центра камеры) с $1,3 \cdot 10^{-7}$ до $1,21 \cdot 10^{-7}$ Торр, во втором варианте (5710 мм) — с $1,33 \cdot 10^{-7}$ до $1,23 \cdot 10^{-7}$ Торр. Помимо этого, заметно влияние расположения областей установки высоковакуумных насосов. К примеру, в местах, где находятся секторы основного магнита S1 и S3, уменьшается давление в силу близкого расположения к периферийным насосам, а в случае S2 и S4 наблюдается повышение его значения по причине снижения проводимости.

Расчет эффективности прохождения ионов $^{238}\text{U}^{33+}$ при ускорении в камере циклотрона У-400Р осуществлялся для двух вариантов: 1) величина поля $B_0 = 1,28$ Тл, кинетическая энергия $E_{\text{extr}} = 4,95$ МэВ/нуклон на радиусе вывода 1,8 м, $N = 112$, полная длина орбиты $L = 851,5$ м, $U = 0,044$ МэВ/нуклон; 2) $B_0 = 1,8$ Тл, $E_{\text{extr}} = 9,75$ МэВ/нуклон, $N = 246$, $L = 1859,3$ м, $U = 0,04$ МэВ/нуклон. Варьируемым параметром здесь также являлось сечение перезарядки, рассчитываемое с использованием разных методов.

Следует отметить, что состав остаточной атмосферы включает не только N_2 , но и молекулы более сложного состава, наличие которых вносит ощутимый вклад при использовании диффузионных насосов с применением органических масел [17–19]. В связи с этим важно то, что исторически масляная откачка преобладала на большинстве ускорителей XX в. — на ранних установках ввиду отсутствия мощных турбомолекулярных насосов, в то время как криогенные насосы лишь начинали внедряться [20, 21], а также в коммерческих проектах из соображений экономической эффективности. Кроме того, дополнительный вклад вносят течи во фланцевых соединениях

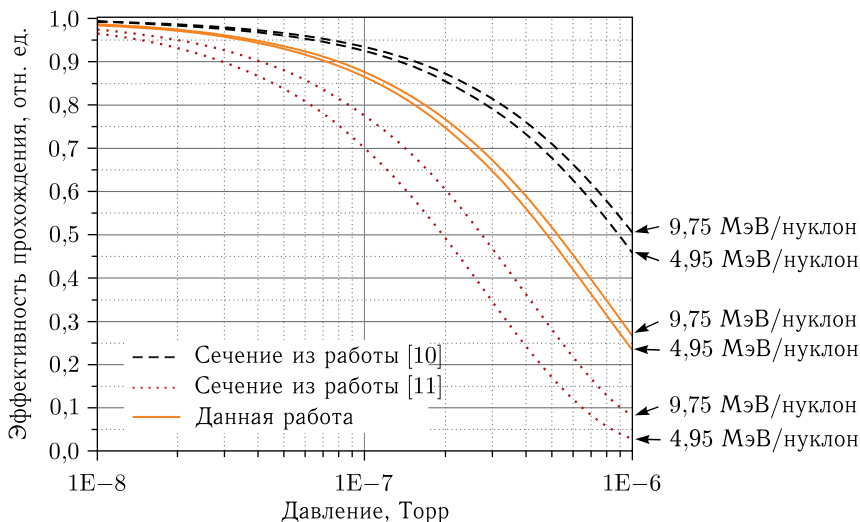


Рис. 10. Эффективность прохождения ионов $^{238}\text{U}^{33+}$ при использовании разных выражений для сечений перезарядки

с резиновыми уплотнениями, а также элементы, которые не учитываются в расчетной модели, но реально присутствуют в вакуумной камере. Их малые габариты и возможный многокомпонентный состав существенно затрудняют оценку суммарного газоотделения. Итак, при оценке эффективности прохождения ионов в качестве основного варьируемого параметра рекомендуется рассматривать не давление, а сечение перезарядки, значения которого могут либо определяться исходя из фактического состава остаточной атмосферы, либо выбираться с некоторой корректировкой, компенсирующей неопределенность газового состава и наличие не учитываемых в модели факторов.

Отмечено существенное влияние сечения перезарядки на зависимость потерь ионов $^{238}\text{U}^{33+}$ от давления остаточного газа в камере циклотрона У-400Р (рис. 10). При энергии 9,75 МэВ/нуклон наблюдаются меньшие потери по сравнению с 4,75 МэВ/нуклон. Несмотря на то, что при низкой энергии число оборотов и длина пути меньше (связано с более низким значением индукции магнитного поля), итоговая эффективность прохождения для высоких энергий оказывается выше. Это также объясняется снижением сечения перезарядки (уменьшается вероятность взаимодействия ионов с частицами остаточного газа), вносящим более существенный вклад в итоговое значение.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен расчет распределения давления остаточного газа внутри канала аксиальной инжекции и вакуумной камеры циклотрона У-400Р. Проведена оценка влияния наличия дополнительных элементов в вакуумном объеме (центральная пробка магнита, инфлектор). Из-за уменьшения газового потока со стенок в силу сокращения занимаемой ими площади наблюдалось снижение значения давления остаточного газа. На выходе к вакуумной камере циклотрона замечен «скачок» давления, обусловленный значительным снижением проводимости в области, отдаленной от вакуумных насосов. Исходя из расчетов эффективностей прохождения рассчитанного уровня давления остаточного газа достаточно для обеспечения низких потерь ионов внутри канала.

Получено распределение давления остаточного газа внутри вакуумной камеры для двух случаев: 1) когда закорачивающие пластины расположены на расстоянии 3710 мм от центра камеры, 2) на расстоянии 5710 мм. Выявлено, что положение пластины оказывает незначительное влияние на вакуум. В области нахождения секторов основного магнита отмечено локальное повышение давления остаточного газа, обусловленное снижением проводимости. Также заметно влияние расположения высоковакуумных насосов. В областях, где находятся секторы основного магнита S1 и S3, выявлено снижение давления остаточного газа по причине их близкого расположения к периферийным насосам, а в случае S2 и S4 — повышение его значения из-за уменьшения проводимости.

Выполнен расчет эффективностей прохождения ионов $^{238}\text{U}^{33+}$ с использованием разных подходов построения сечений перезарядки. Выявлено заметное расхождение результатов между собой. Наблюдалось заметное влияние сечения перезарядки на зависимость потерь ионов от давления остаточного газа, отличающихся при примене-

нии различных моделей, особенно в области низких энергий. Разница, вероятно, обусловлена неодинаковой экстраполяцией зависимостей, используемых в теоретических и эмпирических моделях, что указывает на возможную чувствительность процессов перезарядки к факторам, которые могут не учитываться в применяемых подходах. По этой причине появляется необходимость в корректировке моделей при оценке потерь ионов.

Финансирование. Данная работа финансировалась за счет средств бюджета ОИЯИ. Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Xie Z. Q. Vacuum Improvements for Ultra High Charge State Ion Acceleration // Proc. 15th Intern. Conf. on Cyclotrons and Their Applications (Cyclotrons'98), Caen, France, 14–19 June 1998. Paper B-07. P. 179–182.
2. Seidel M. Accelerator Vacuum. arXiv:2105.07675.
3. Lisov V. *et al.* Calculation of the Axial Injection Beam Line of the U400R Cyclotron // JACoW IPAC2025. 2025. V. TUPB025. P. 1013–1016.
4. Zabanov A. *et al.* Design and Calculation of the RF System of the U400R Cyclotron // Ibid. V. TUPB066. P. 1113–1115.
5. Li P. *et al.* Dynamic Vacuum Simulation for the Booster Ring in the High-Intensity Heavy Ion Accelerator Facility // Vacuum. 2019. V. 163. P. 15–25.
6. Lapierre A. *et al.* Ion Sources for Production of Highly Charged Ion Beams. arXiv:2205.12873.
7. Bozyk L. *et al.* Multiple-Electron Losses in Uranium Ion Beams in Heavy Ion Synchrotrons // Nucl. Instr. Meth. B. 2016. V. 372. P. 102–108.
8. COMSOL Multiphysics: Free Molecular Flow User's Guide. V. 6.2. 2025.
9. Лисов В. И., Басс В. И., Иваненко И. А., Калагин И. В., Казаринов Н. Ю., Забанов А. С. Каналы транспортировки пучков циклотрона У-400Р для нового экспериментального зала // ПТЭ. 2025. Т. 8. С. 32–38.
10. Müller A., Salzborn E. Scaling of Cross Sections for Multiple Electron Transfer to Highly Charged Ions Colliding with Atoms and Molecules // Phys. Lett. A. 1977. V. 62. P. 391–394.
11. Shevelko V. P. *et al.* Cross Sections for Charge-Changing Collisions of Many-Electron Uranium Ions with Atomic and Molecular Targets // Nucl. Instr. Meth. B. 2012. V. 278. P. 63–69.
12. Тихомиров А. В. Методика и результаты оптимизации вакуумных систем циклотронных комплексов. Дис. ... канд. техн. наук. ОИЯИ. Дубна, 2008. 118 с.
13. Карамышев О. В., Карамышева Г. А., Скрипка Г. М. Потери ионов вследствие перезарядки на остаточном газе в камере циклотрона // Прикл. физика. 2011. Т. 6. С. 121–126.
14. Толстихина И. Ю., Шевелько В. П. Столкновительные процессы с участием тяжелых многоэлектронных ионов при взаимодействии с нейтральными атомами // УФН. 2013. Т. 183, № 3. С. 225–255.
15. Schlachter A. S. *et al.* Electron Capture for Fast Highly Charged Ions in Gas Targets: An Empirical Scaling Rule // Phys. Rev. A. 1983. V. 27, No. 6. P. 3372.
16. Shevelko V. P. *et al.* Charge-Changing Processes in Collisions of Heavy Many-Electron Ions with Neutral Atoms // Nucl. Instr. Meth. B. 2011. V. 269, No. 12. P. 1455–1463.

17. *Harris N.S.* Modern Diffusion Pump vs Turbomolecular Pump Systems // *Vacuum*. 1980. V. 30, No. 4–5. P. 175–181.
18. *Bussiere G. et al.* Assembly of a Vacuum Chamber: A Hands-On Approach to Introduce Mass Spectrometry // *J. Chem. Education*. 2014. V. 91, No. 12. P. 2163–2166.
19. *Лобода В. Б. и др.* Исследование работы геттерно-ионного сверхвысоковакуумного насоса орбитронного типа // *Прикл. физика*. 2020. № 1. С. 75–82.
20. *Hoffman D.M., Singh B., Thomas J.H. III.* Handbook of Vacuum Science and Technology. Acad. Press Inc., 1997. 835 p.
21. *Vacuum Science and Technology: Pioneers of the 20th Century* / Ed. P. A. Redhead. Springer Science & Business Media, 1997. 230 p.

Получено 10 апреля 2026 г.