

12
Выбор и расчет канала вторичных электронов времяпролетного масс-спектрометра

© Т.Я. Фишкова,¹ А.А. Басалаев,¹ В.В. Кузьмичев^{1,2}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия
² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 194064 Санкт-Петербург, Россия
 e-mail: fishkova@mail.ru

(Поступило в Редакцию 17 августа 2015 г.)

Методом компьютерного моделирования выбрана компактная электронно-оптическая система канала регистрации вторичных электронов, образующихся в процессах взаимодействия атомов или ионов ксенона с энергией 1–30 keV с атомами ксенона. Вычислен телесный угол прохождения пучков вторичных электронов в широком диапазоне их начальных энергий. Для определения энергетического спектра вторичных электронов различных энергий найдена кривая их торможения.

Для детектирования слабовзаимодействующих массивных частиц (WIMPs), являющихся одним из наиболее вероятных компонентов темной материи, предлагается использовать специальные сцинтилляционные детекторы, в которых активным веществом будет жидкий ксенон [1–3]. Прямое детектирование WIMPs возможно благодаря предсказанному теорией их упругому рассеянию на ядрах обычного вещества. При взаимодействии WIMPs с массами $100 \text{ GeV}/c^2$ с ксеноном должен наблюдаться бесструктурный спектр ядер отдачи, экспоненциально убывающий на порядок величины каждые $\sim 30 \text{ keV}$ [4]. Взаимодействие ядер отдачи в жидком ксеноне создает возбужденные и ионизованные атомы ксенона, которые могут формировать эксимеры, релаксирующие с образованием сцинтилляционных фотонов в области вакуумного ультрафиолета [5], регистрация которых формирует сигнал S1. Для исключения конкурирующего фона в детекторах WIMPs используется второй сигнал, формируемый электронами, образовавшимися в объеме детектора. Эти электроны вытягиваются электрическим полем в область газообразного ксенона, где они дополнительно ускоряются и индуцируют сцинтилляционный сигнал S2, пропорциональный количеству электронов. Дискриминация сигналов от регистрации WIMPs и конкурирующего фона производится из анализа величин отношения сигналов S1/S2.

Для измерения сечений процессов образования свободных электронов при близких столкновениях атомов и ионов ксенона с атомами ксенона предлагается модернизировать экспериментальную установку для исследования элементарных процессов при столкновении ионов с атомами и молекулами, происходящими при больших параметрах удара, например как в работе [6]. Для этого необходимо создать канал регистрации свободных электронов, попадающих на детектор, образующихся в процессе столкновения атомных частиц. Сигналы детектора канала регистрации вторичных электронов будут использованы как сигналы „старт“ времяпролет-

ного масс-спектрометра, что позволит по масс-спектру ионов отдачи измерить сечения процессов многократной ионизации. Анализ энергии вторичных электронов позволит получить данные об образовании внутренних вакансий у сталкивающихся атомных частиц. Однако из-за малости величин сечений ионизации для анализа энергии электронов необходима оптическая система, обладающая максимально возможной светосилой.

Для решения поставленных задач предложена электростатическая электронно-оптическая система (ЭОС), приведенная схематически на рис. 1. Исследуемые с ее помощью вторичные электроны образуются при столкновении хорошо коллимированного монокинетического пучка атомов или ионов ксенона $^{129}\text{Xe}^{z+}$ ($z = 0-2$) с эффузионной струей атомов ^{129}Xe . Область взаимодействия сечением равным $1 \times 1 \text{ mm}$ и протяженностью 3 mm находится в центре плоского конденсатора I.

Для определения однородности электростатического поля плоского конденсатора авторами выполнено ком-

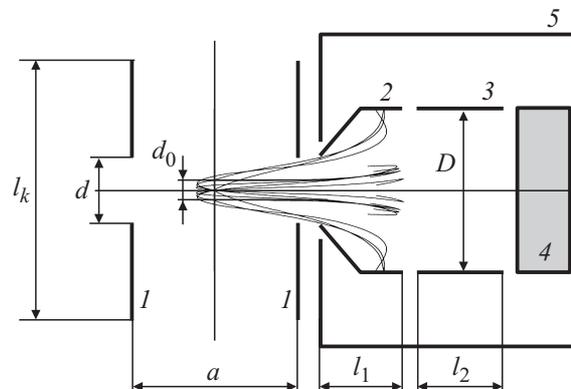


Рис. 1. ЭОС канала регистрации вторичных электронов и ход траекторий в режиме торможения, 1 — плоский конденсатор, 2 — воронкообразный электрод, 3 — цилиндрический электрод, 4 — детектор, 5 — заземленный кожух.

пьютерное моделирование с использованием программы ТЕО для плоской задачи. Оказалось, что в области взаимодействия, определяемой параметрами вытягивающего конденсатора, длина электродов которого равна величине апертуры ($l_k = l_a = 20$ mm), неоднородность поля оказалось не хуже 2%.

Выбранная электронно-оптическая система канала регистрации электронов состоит из двух электродов: первый — воронкообразной формы 2 имеет диаметр горловины $d = 10$ mm и раструба $D = 25$ mm, второй электрод 3 имеет форму цилиндра диаметром $D = 25$ mm, длины обоих электродов одинаковы и составляют $l_1 = l_2 = 10$ mm. Вблизи двухэлектродной системы расположен детектор 4 вторичных электронов ВЭУ 7, потенциал на входе которого $V_D = 1000$ V. Заземленный кожух 5 препятствует влиянию полей ЭОС электронного канала на пучок налетающих ионов $^{129}\text{Xe}^{z+}$. Система очень компактна — ее поперечный размер не превышает 60 mm, а продольный $L = 70$ mm.

Расчет хода траекторий пучков электронов проводился путем численного моделирования описанной выше электростатической системы по осесимметричной части программы ТЕО.

Вначале решалась задача о прохождении пучка вторичных электронов через ЭОС канала их регистрации с целью нахождения прозрачности системы в зависимости от энергии вытягиваемых электронов. Поскольку в процессе ионизации большинство образующихся электронов распределено изотропно, телесный угол Ω (в процентах от 4π) попадания вторичного электронного пучка в детектор определялся по известной формуле $\Omega = \alpha\gamma/\pi$, где α и γ — углы полураствора формируемого пучка в меридиональной и сагитальной плоскостях соответственно, причем в осесимметричных системах $\gamma = \pi/2$. В нашем случае суммарный угол $\alpha = \alpha_+ + \alpha_-$ складывается из угла раствора пучка, вылетающего вперед в направлении детектора (α_+), и угла раствора пучка, вылетающего назад в направлении входной диафрагмы времяпролетного масс-спектрометра (α_-). Поэтому телесный угол прохождения пучка по отношению к максимально возможному $\Omega_m = 100\%$ равен $\Omega/\Omega_m = (\alpha_+ + \alpha_-)/\pi$. Для достижения наибольшего угла вытягивания электронов их следует проводить в режиме ускорения. При потенциале на входе детектора $V_D = 1000$ V для получения плавного ускорения от положительного потенциала пластины конденсатора $V_k = 150$ V потенциал первого электрода ЭОС выбран равным $V_1 = 300$ V, а второго $V_2 = 700$ V.

На рис. 2 представлена величина телесного угла в процентах от максимально возможного в зависимости от энергии вторичных электронов в широком диапазоне ее изменения ($E = 0.1-400$ eV) для пучков электронов, вытягиваемых из области протяженностью 3 mm, которые выходят как с оси системы $r_0 = 0$, так и на расстоянии от нее равном $r_0 = 1.5$ mm. Следует отметить, что в узкой области малых энергий $E < 20$ eV величины углов, попадающих на детектор, которые стартуют из центра

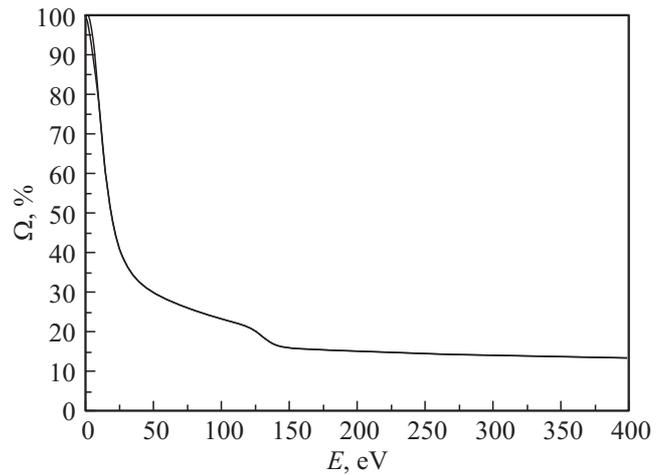


Рис. 2. Суммарный телесный угол пучков вторичных электронов (в процентах от 4π), попадающих на детектор, которые вылетают в произвольных направлениях из зоны ионообразования, в зависимости от их энергии.

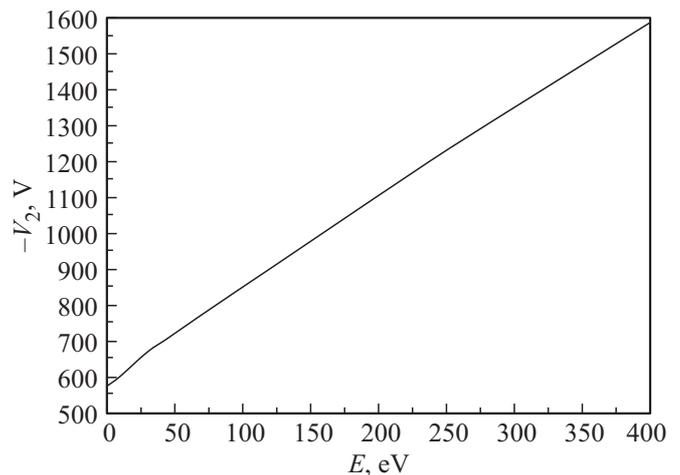


Рис. 3. Зависимость тормозящего потенциала второго электрода ЭОС от энергии вторичных электронов, стартующих из области диаметром 3 mm.

области взаимодействия и с его периферии несколько различаются. Так в первом случае в области энергий $E < 5$ eV все электроны попадают в детектор, в то время как телесный угол для периферийных электронов при $E = 5$ eV составляет 90% (см. рис. 2) Кроме того, при больших энергиях $E > 140$ eV в детектор попадают лишь частицы, стартующие вперед. Электроны, летящие назад, не заворачивают обратно, так как они преодолевают тормозящий потенциал левой пластины конденсатора $V_k = -150$ V и через диафрагму попадают во времяпролетный масс-спектрометр. Поэтому при $E = 140$ eV плавный ход кривой рис. 2 претерпевает небольшой скачок.

Поскольку в предлагаемой ЭОС отсутствуют сетки, выравнивающие эквипотенциалы системы, она может быть использована для анализа энергий вторичных элек-

тронов методом задерживающего потенциала. Для этого на второй электрод системы подаются различные по величине отрицательные потенциалы ($-V_2 = \text{var}$). При этом на первый электрод ЭОС подается потенциал, который не должен нарушать поле плоского конденсатора, поэтому он равен потенциалу правой пластины конденсатора ($V_1 = V_k = 150 \text{ V}$). Потенциал детектора остается неизменным $V_D = 1000 \text{ V}$. На рис. 3 приведена кривая торможения вторичных электронов в зависимости от их энергии, которая носит линейный характер. Отметим, что величины тормозящего потенциала для частиц, стартующих с края области взаимодействия $d = 3 \text{ mm}$ и с оси системы при малых энергиях $E < 20 \text{ eV}$ совпадают, при других энергиях он отличается не более, чем на 3%.

Заключение

С целью обеспечения измерений сечений ионизации при столкновении атомов или ионов Хе с энергией 1–30 keV с атомами Хе, происходящих при параметрах удара меньших размеров атомов, разработана компактная бессеточная электронно-оптическая система для модернизации экспериментальной установки, имеющейся в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. В широком диапазоне энергий вторичных электронов, распределенных изотропно по области взаимодействия, определена прозрачность системы регистрации электронов. С целью получения данных об образовании внутренних вакансий у сталкивающихся атомных частиц в предлагаемой ЭОС канала регистрации электронов рассчитана кривая их торможения.

Список литературы

- [1] *Shutt T., Dahl C.E., Kwong J., Bolozdynya A., Brusov P.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2007. Vol. 579. P. 451–453.
- [2] *Angle J., Aprile E., Arneodo F. et al.* // Phys. Rev. D. 2009. Vol. 80. P. 115 005.
- [3] *Sorensen P., Manzur A., Dahl C.E. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 2009. Vol. 601. P. 339–346.
- [4] *Gaitskell R.J.* // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2004. Vol. 54. P. 315–359.
- [5] *Aprile E., Giboni K.L., Majewski P., Ni K., Yamashita M., Hasty R., Manzur A., McKinsey D.N.* // Phys. Rev. D. 2005. Vol. 72. P. 072 006.
- [6] *Афросимов В.В., Басалаев А.А., Морозов Ю.Г., Панов М.Н., Смирнов О.В., Тропп Э.А.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 5. С. 9–15.