

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Особенности скользящего взаимодействия быстрых электронов с диэлектрическими поверхностями

К. А. Вохмянина^{1,a}, А. А. Каплий^{1,b}, А. С. Кубанкин^{1,2}, В. С. Сотникова¹,
Т. Б. Никуличева¹, А. С. Чепурнов³

¹ Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
Международная научно-образовательная лаборатория радиационной физики.
Россия, 308015, Белгород, ул. Королева, д. 2а, корп. 4.

² Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук.
Россия, 119991, Москва, Ленинский проспект, д. 53.

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.
E-mail: ^a vokhmyanina@bsu.edu.ru, ^b ann.kapliy@mail.ru

Статья поступила 09.06.2016, подписана в печать 18.07.2016.

В работе приводится анализ экспериментальных данных, полученных при исследовании механизмов скользящего взаимодействия пучков быстрых электронов с плоскими диэлектрическими поверхностями различных материалов, а также приведены новые экспериментальные результаты по исследованию скользящего взаимодействия электронов с энергией 10 кэВ с металлизированными структурированными поверхностями. Показано отличие процессов взаимодействия пучков быстрых электронов с плоскими и структурированными поверхностями.

Ключевые слова: быстрые электроны, эффект управления, структурированные поверхности, диэлектрики, скользящее взаимодействие.

УДК: 537.533.7. PACS: 41.75.-i, 41.90.+e.

Введение

Идея управления пучками заряженных частиц (гайдинг) с помощью диэлектрических каналов без использования магнитооптических систем возникла в 1980-е гг. [1, 2]. Авторами работы [3] был проведен эксперимент по изучению прохождения сильноточных импульсных пучков релятивистских электронов через изогнутые стеклянные трубки. Результаты работы продемонстрировали возможность отклонения электронов от их первоначального направления на малые углы без существенных потерь энергии и интенсивности пучка. В работах [1, 2] подобный эффект объяснялся возникновением плазмы вблизи стенок диэлектрического канала: положительные ионы плазмы, втягиваясь в центр пучка, удерживали электроны от «рассыпания» и столкновения со стенками.

Первые эксперименты с нерелятивистскими электронами [4] также указывают на возможность формирования угловых характеристик пучков электронов с помощью диэлектрических нано- и макроканалов. Однако ввиду малой плотности токов (~ 1 нА) и малых энергий электронов (~ 1 кэВ) в указанных работах полученные результаты нельзя объяснить наличием объемного заряда пучка и образованием плазмы вблизи поверхности. В основу механизма бесконтактного прохождения нерелятивистских электронов [4] через диэлектрический канал была положена идея образования на внутренних стенках канала самосогласованного поверхностного зарядо-

вого распределения, формирующегося в результате столкновения части пучка электронов с внутренней поверхностью канала. Для объяснения механизмов взаимодействия нерелятивистских электронов с диэлектриками при скользящих углах падения был проведен ряд экспериментов по прохождению электронов вблизи плоских диэлектрических поверхностей [5–9], позволивших построить феноменологическую модель формирования поверхностного зарядового распределения для быстрых электронов (энергия электронов порядка 10 кэВ) [9]. В указанной модели учитывается вклад таких процессов, как оседание электронов на поверхности, вторичная электронная эмиссия (образование положительно заряженных областей) и стекание заряда.

Наряду с изучением механизмов взаимодействия пучков электронов с «гладкими» диэлектрическими поверхностями, несомненный интерес представляет исследование поведения спектрально-угловых зависимостей пучков электронов, взаимодействующих со структурированными поверхностями. Подобный интерес обусловлен возможностью генерации излучения Смита–Парселла [10–12], выход которого экспоненциально зависит от расстояния между траекторией электронов и поверхностью. Поскольку в работах [7, 8] показана возможность прижимания пучка электронов к диэлектрической поверхности, то реализация аналогичного эффекта при взаимодействии пучка электронов со структурированной поверхностью позволила бы значительно увеличить

выход излучения Смита–Парселла, что является актуальной задачей.

В настоящей работе приводится краткий анализ экспериментальных данных, полученных при исследовании скользящего взаимодействия электронов с энергией 10 кэВ с плоскими диэлектрическими поверхностями, изготовленными из различных материалов, а также приведены новые экспериментальные данные по движению электронов вблизи структурированных металлизированных поверхностей.

1. Эксперимент

Экспериментальные исследования проводятся на установке, схематически представленной на рис. 1 (детальное описание установки можно найти в работе [9]). В качестве источника быстрых электронов используется электронная пушка 1, позволяющая получать электроны с энергией $10 \text{ кВ} \pm 3 \text{ эВ}$ при токе эмиссии до 1 мА.

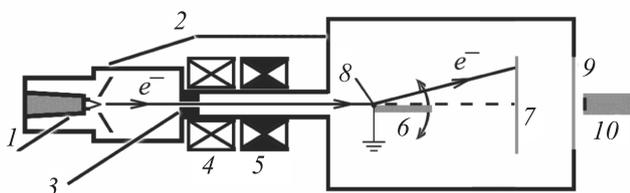


Рис. 1. Схема установки: 1 — электронная пушка, 2 — вакуумная камера, 3 — коллиматор, 4 — линза, 5 — двухкоординатный корректор, 6 — мишень, 7 — люминесцентный экран, 8 — ось вращения гониометра, 9 — вакуумное смотровое окно, 10 — камера

Первичное формирование пучка электронов производится коллиматором 3, имеющим апертуру 2 мм. Далее пучок транспортируется в мишенную камеру через вакуумный канал формирования пучка, соединяющий вакуумные камеры электронной пушки и расположения мишени 2. Угловая расходимость и положение пучка электронов в месте расположения мишени 6 контролируются электромагнитной соленоидальной линзой 4 и корректором 5. Для предотвращения попадания пучка электронов в торец мишени передний край мишени закрывается заземленной металлической маской 8, как показано на рис. 2. Мишень и маска устанавливаются на подвижной платформе гониометра, которая имеет возможность передвижения в поперечном направлении относительно оси пучка электронов (угол θ на рис. 2, а). Данная особенность необходима для определения положения пучка электронов в пространстве без влияния мишени. Гониометр позволяет контролировать угол взаимодействия пучка электронов с плоскостью поверхности мишени с точностью $\pm 0.1^\circ$. Диагностика положения пучка электронов в пространстве производится на основе наблюдения ССD-камерой 10 через вакуумное окно 9 люминесценции экрана 7, возбуждающейся пучком электронов. Расстояние от переднего (входного)

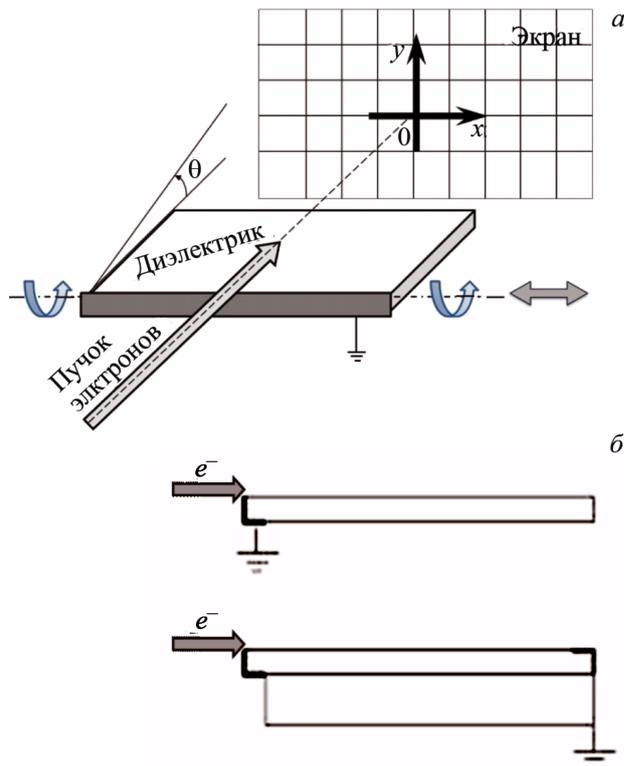


Рис. 2. Схема измерения отклонения пучка от первоначального направления после прохождения вблизи диэлектрической поверхности (а) и схемы заземления пластин, используемые в экспериментах (б). θ — угол поворота диэлектрической пластины относительно оси падающего пучка

края мишени 6 до экрана 7 — 240 мм. Измерения пространственного распределения рассеянных электронов также проводятся путем сканирования профиля пучка вводимым на место экрана щелевым детектором с прорезью размером $1 \times 50 \text{ мм}$, что позволяет максимально охватить область рассеянных электронов.

Пучок падающих на мишень электронов имеет нормальное распределение плотности в поперечном сечении с шириной на полувысоте не более 1.9 мм при расходимости не более 0.25° . Измерения проводились для двух схем заземления мишени — заземление только входного торца мишени и с дополнительным заземлением выходного торца мишени, как показано на рис. 2, б.

Следует указать, что заземление торцов осуществляется с частичным покрытием рабочей поверхности пластин ($< 1 \text{ мм}$) с помощью алюминиевой фольги толщиной 50 мкм. Пучок электронов пересекает ось вращения пластины так, что около 50% электронов пучка отсекается заземленной маской, при этом минимальный прицельный параметр для взаимодействующих с поверхностью электронов соответственно равен 50 мкм. Нестабильностей пространственного положения пучка, размеров и угловой расходимости в рамках проводимых экспериментов замечено не было. Измерение тока рассеянного пучка показало, что доля электронов после прохож-

дения вдоль поверхности пластины по сравнению с падающим пучком варьируется в пределах 60–70 % для всех образцов.

2. Результаты и обсуждение

На первом этапе исследований были измерены пространственные характеристики рассеянных плоскими мишенями пучков электронов при различной ориентации плоскости мишени относительно оси пучка электронов в отсутствие мишени. На рис. 3 приведены результаты измерений для гладких пластин различной длины, изготовленных из полиметилметакрилата (ПММА), и при разных токах пучка электронов. У всех мишеней экранировался только входной торец.

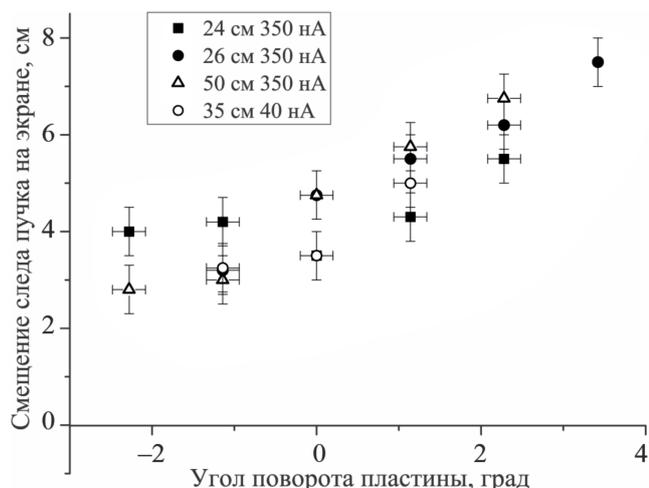


Рис. 3. Положение следа пучка на экране при разных углах поворота пластин из ПММА

Из представленных данных видно, что явной зависимости положения следа пучка электронов на экране от длины не прослеживается (для тока 350 нА). Причем данные для пластины длиной 35 мм при токе 40 нА также находятся вблизи указанных точек, соответствующих току 350 нА. Такое поведение пучка электронов, провзаимодействовавших с поверхностью диэлектрика, является закономерным, если принять во внимание результаты

работ [5–8], в которых не было обнаружено явной зависимости смещения пучка электронов с энергией 10 кэВ от величины тока пучка.

Следует упомянуть еще одну характерную особенность, проявляющуюся при взаимодействии пучка электронов с диэлектрической поверхностью. Согласно данным работ [5–7] при взаимодействии электронов с поверхностью диэлектриков в ряде случаев пучок раздваивается на центральную, более интенсивную часть, не меняющую положения при различной ориентации мишени, и на рассеянное пятно, которое сдвигается при повороте пластины относительно оси падающего пучка (рис. 4).

Данный эффект можно объяснить различием поверхностных свойств диэлектрических пластин, а именно поверхностной подвижностью зарядов, которая в свою очередь определяется элементарным составом, структурой и качеством обработки поверхности.

На рис. 5 приведены результаты измерения смещения следа пучка на экране после взаимодействия пучка со стеклянными пластинами различной длины (35 и 76 мм) и для пластины с шероховатой поверхностью (обработана абразивным материалом с размером зерна 40–50 мкм), изготовленной из ПММА (длина пластины 50 мм). Для указанных пластин наблюдалось раздвоение пучка, что представлено на рис. 4. Стоит отметить, что результаты для стекла и ПММА оказываются близки в пределах погрешности, что свидетельствует о схожести формирования поверхностного зарядового распределения у рассматриваемых образцов.

В работах [5–7] предполагалось, что пучок электронов, касаясь диэлектрической поверхности, формирует на ней узкий заряженный след и часть электронов рассеивается на этом следе, как на нити, образуя аркообразную область следа. Однако если учесть достаточно долгое время наблюдения данного эффекта, то можно предположить, что пучок не расщепляется, а движется прямолинейно, образуя яркое центральное пятно, и периодически рассеивается с большой частотой формируемым на поверхности диэлектрика зарядом, вследствие чего возможно проявление совмещенного изображения.

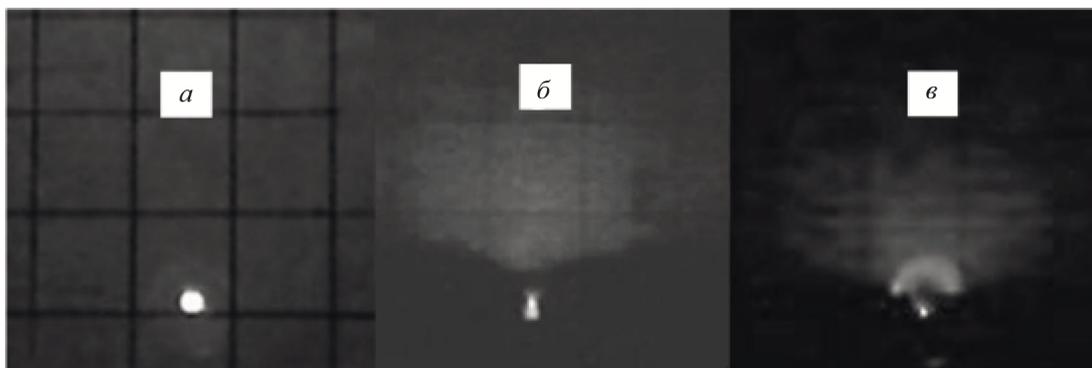


Рис. 4. Фотографии следа пучка на экране: а — след прямого пучка, б — след после взаимодействия с пластиной из ПММА, в — след после взаимодействия с поверхностью стекла. Сетка на экране 15 × 15 мм

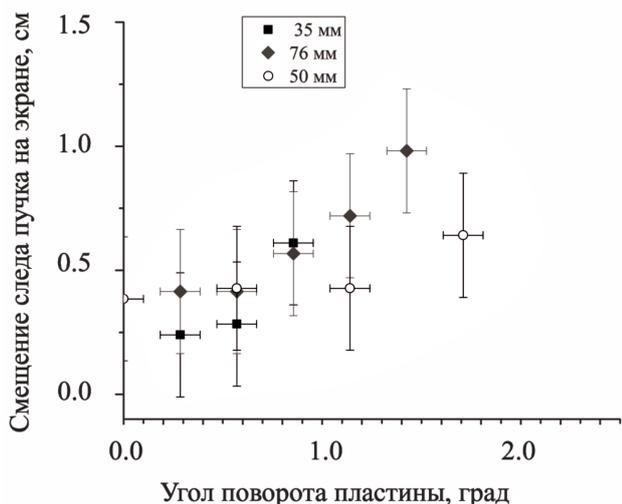


Рис. 5. Смещение следа пучка на экране относительно следа прямого пучка при разных положениях пластин, изготовленных из силикатного стекла для пластин длиной 35 и 76 мм [5], и из ПММА для пластины длиной 50 мм [7]

Значительный интерес также представляют результаты, связанные со схемой заземления, когда экранируются оба торца — входной и выходной. Как показывают эксперименты [7–9], в этом случае пучок практически не поднимается, а в некоторых случаях даже опускается ниже уровня следа прямого пучка (рис. 5 в работе [7]), что может свидетельствовать об образовании на поверхности диэлектрика положительно заряженных областей вследствие вторичной электронной эмиссии.

Особый интерес представляет изучение движения электронов вблизи структурированной металлизированной поверхности, например дифракционной решетки. При взаимодействии с металлической незаземленной поверхностью пучок электронов может как зарядить ее отрицательно, так и вызвать вторичную электронную эмиссию, в результате чего поверхность станет заряжена положительно. В отличие от диэлектрической поверхности, заряд на металлической поверхности должен распределиться в среднем равномерно. Поскольку сама поверхность представляет собой периодическую структуру, избыточный заряд будет скапливаться вблизи «гребней» решетки. Электроны с энергией 10 кэВ, двигаясь над решеткой в течение времени порядка наносекунды, испытывают со стороны «гребней» решетки силовые импульсы с частотой $\sim 10^{13}$ Гц на фоне в среднем равномерно заряженной поверхности. Данная составляющая формирует однонаправленную градиентную силу, которая будет давать вклад при отталкивании или притяжении движущегося вблизи поверхности электрона.

На рис. 6 представлены результаты измерения зависимостей смещения следа пучка электронов на экране от угла ориентации поверхности мишени — металлизированной дифракционной решетки с размером рельефной области 30×30 мм и толщиной

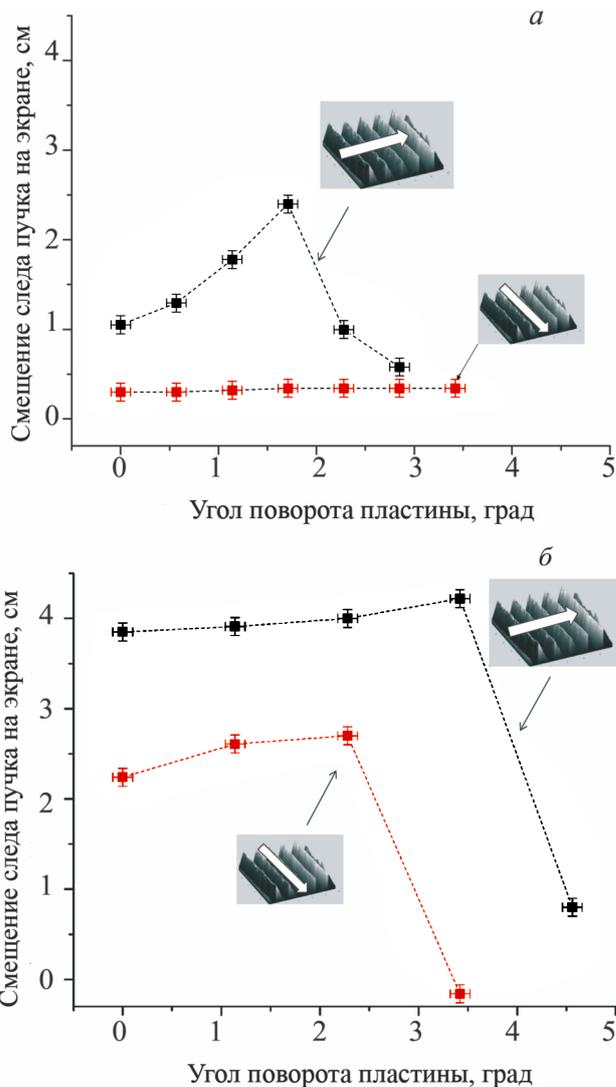


Рис. 6. Зависимости положения следа пучка на экране от угла поворота структурированных поверхностей для токов пучка 40 нА (а) и 120 нА (б)

стеклянной подложки 15 мм. Глубина рельефа решетки 300 ± 20 нм, период 600 шт./мм. Эксперименты были проведены для двух разных величин токов пучка: 40 и 120 нА. В экспериментах пластины располагались так, чтобы штрихи решетки были перпендикулярны или параллельны оси падающего пучка электронов в пределах нескольких градусов, что позволило наблюдать контраст в рассеянии электронов, обусловленный вкладом осциллирующей составляющей поля. Из графиков видно, что в обоих случаях при поперечном расположении штрихов дифракционной решетки относительно оси пучка электронов след пучка оказывается выше, чем при продольном, что свидетельствует о наличии влияния структуры на движение электронов. Кроме того, графики снизу (рис. 6, б) (при токе 120 нА) расположены существенно выше аналогичных графиков сверху (рис. 6, а), что может быть результатом зарядки поверхности в момент включения пучка.

На данных рис. 6, а виден четкий пик, появление которого обусловлено тем, что при данном угле по-

ворота электроны взаимодействуют с поверхностной структурой, находясь под действием градиентных сил более длительное время. На данных рис. 6, б вклад рельефа наблюдается только в виде общего смещения положения следа пучка в область больших углов и расширения диапазона углов ориентации, где указанное смещение наблюдается.

При больших углах поворота пластин наблюдались эффекты, связанные с доминированием вторичной эмиссии электронов с поверхности мишени — рассеянный мишенью пучок отклонялся на отрицательный угол относительно направления, задаваемого ориентацией поверхности мишени.

На рис. 7 представлены результаты измерения пространственных характеристик пучка электронов, рассеянных дифракционной решеткой, входной и выходной торцы которой заземлены. Как видно из рисунка, пластина прекращает поднимать пучок, причем след пучка на экране может опускаться на несколько градусов ниже следа прямого пучка, что наблюдалось и для диэлектрических пластин без металлизированного покрытия. Таким образом, можно сделать вывод об определяющем влиянии подложки дифракционной решетки и схемы заземления на характер взаимодействия электронов с поверхностью.

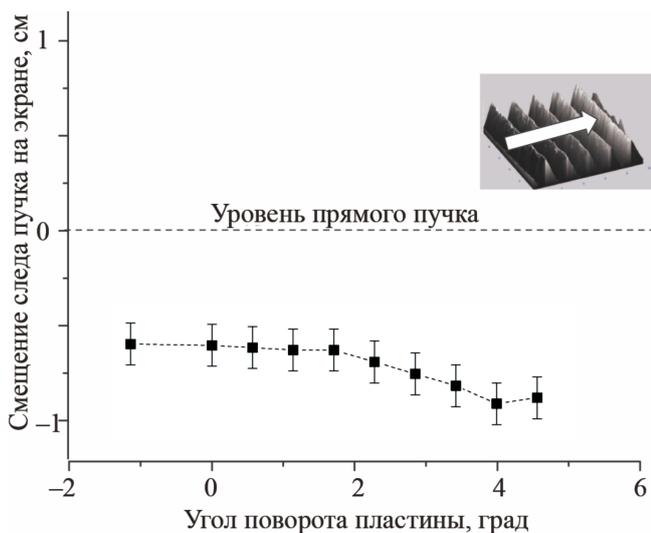


Рис. 7. Зависимости положения следа пучка на экране от угла поворота структурированной поверхности при заземлении входного и выходного торцов. Измерения проведены при токе 120 нА

Данный эффект представляет интерес для увеличения эффективности генерации излучения Смита–Парселла, поскольку наблюдаемое поведение рассеянного пучка свидетельствует о прижимании пучка к рельефной поверхности, в результате чего выход излучения должен возрастать.

Заключение

Анализ экспериментальных данных, полученных при исследовании скользящего взаимодействия быстрых электронов с плоскими диэлектрическими

поверхностями, изготовленными из оргстекла и силикатных стекол, указывает на сложную динамику формирования поверхностного зарядового распределения, зависящую от вида диэлектрического материала. Ввиду того, что над поверхностью пластины проходит около половины электронов пучка, максимальный прицельный параметр составляет не более 1 мм. При данном прицельном параметре все электроны, движущиеся над поверхностью пластины, взаимодействуют с пластиной вследствие наведенного на пластине заряда. Доля электронов после прохождения вдоль пластины варьируется в пределах 60–70% для всех образцов. При различных углах ориентации пластин относительно пучка электронов уменьшения тока рассеянного мишенью пучка замечено не было, в то время как пространственно-угловое распределение пучка существенно деформировалось.

Геометрия заземления образцов также оказывает значительное влияние на угловое распределение пучка электронов, провзаимодействовавших с поверхностью.

Ранее выполненные эксперименты показывают, что явных наблюдаемых зависимостей спектрально-угловых характеристик рассеянного образцом пучка электронов от длины образца не выявлено, хотя в построенной теоретической модели изменение длины приводило к изменению характеристик поверхности, связанных с поверхностной проводимостью диэлектрика.

В работе приведены новые экспериментальные результаты по движению электронов вблизи структурированных металлизированных поверхностей. В первую очередь, изменение рельефа поверхности пластины приводит к перераспределению наведенного на пластине заряда, что влияет на характеристики рассеянного пластиной пучка. Такое перераспределение приводит к увеличению силы воздействия пластины на все электроны пучка вследствие появления дополнительной градиентной силы.

Данный обнаруженный эффект приводит к увеличению среднего прицельного параметра электронов пучка, движущихся над образцом. При экранировке выходного торца дифракционной решетки, как и в случае обычных диэлектрических образцов, можно реализовать режим «прижимания» пучка к поверхности решетки, уменьшив при этом среднюю величину прицельного параметра электронов, что позволит увеличить эффективность взаимодействия электронов с поверхностью. В частности, полученные результаты указывают на возможность увеличения эффективности генерации излучения Смита–Парселла, возникающего вследствие движения заряженных частиц над периодическими структурами.

Таким образом, наблюдаемые в работе эффекты, связанные с изменением направления и угло-

вого распределения пучка быстрых электронов при скользящем взаимодействии с металлизированными структурированными поверхностями, существенно отличаются от случая неструктурированных поверхностей, что указывает на необходимость дальнейшего экспериментального и теоретического изучения обсуждаемых процессов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования России, проект № 14.578.21.0063 (RFMEFI57814X0063).

Список литературы

1. Крестелев Е.Г., Яблоков Б.Н. // Письма в ЖТФ. 1977. **3**, № 15. С. 775.
2. Агафонов А.В., Айрапетов А.Ш., Коломенский А.А. и др. // Физика плазмы. 1981. **7**, № 2. С. 267.
3. Басай А.Ю., Воробьев С.А., Каплин В.В., Розум Е.И. и др. // Письма в ЖТФ. **14**, Вып. 9. С. 849.
4. Das S., Dassanayake B.S., Winkworth M., Baran J.L. et al. // Phys. Rev. A. 2007. **76**. 042716.
5. Vokhmyanina K.A., Zhukova P.N., Irribarra E.F., Kubankin A.S. et al. // J. Surf. Invest. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2013. **7**, N 2. P. 271.
6. Vokhmyanina K. A., Zhukova P. N., Kubankin A. S., Le Thu Hoai et al. // J. Phys. Conference Series. 2014. **517**. 012044.
7. Вохмянина К.А., Жукова П.Н., Кубанкин А.С., Ле Тху Хоай и др. // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2014. № 4. С. 56.
8. Вохмянина К.А., Жукова П.Н., Кубанкин А.С., Куцун И.А. и др. // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2015. № 3. С. 81.
9. Vokhmyanina K.A., Pokhil G.P., Zhukova P.N., Kubankin A.S. et al. // Phys. Lett. A. 2015. **379**. P. 431.
10. Smith S.J., Purcell E.M. // Phys. Rev. 1953. **92**. P. 1069.
11. Van den Berg P.M. // J. Opt. Soc. Am. 1974. **64**. P. 325.
12. Gover A., Dvorkis P., Elisha U. // J. Opt. Soc. Am. B. 1984. **1**. P. 723.

The characteristics of the grazing interaction of fast electrons with dielectric surfaces

K. A. Vokhmyanina^{1,a}, A. A. Kapliy^{1,b}, A. S. Kubankin^{1,2}, V. S. Sotnikova¹, T. B. Nikulicheva¹, A. S. Chepurnov³

¹International Scientific-Educational Laboratory of Radiation Physics, Belgorod National Research University, Belgorod 308015, Russia.

²Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow 119991, Russia.

³Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (SINP MSU), Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^avokhmyanina@bsu.edu.ru, ^bann.kapliy@mail.ru.

Abstract—Experimental data on the mechanism of the grazing interaction of fast electron beams with planar dielectric surfaces of various materials are analyzed. New experimental results regarding the grazing interaction between electrons with an energy of 10 keV and metalized structured surfaces are reported. The difference between the processes of the interaction of fast electron beams with planar and structured surfaces is demonstrated.

Keywords: fast electrons, guiding effect, structured surfaces, dielectrics, grazing interaction.

PACS: 41.75.-i, 41.90.+e.

Received 9 June 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2017. **71**, No. 1. Pp. 45–50.

Сведения об авторах

1. Вохмянина Кристина Анатольевна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник, доцент; тел.: (980) 329-32-61, e-mail: vokhmyanina@bsu.edu.ru.
2. Каплий Анна Андреевна — аспирант; тел.: (920) 208-91-60, e-mail: ann.kapliy@mail.ru.
3. Кубанкин Александр Сергеевич — доктор физ.-мат. наук, зав. лабораторией; тел.: (920) 593-33-36, e-mail: kubankin@bsu.edu.ru.
4. Сотникова Валентина Сергеевна — аспирант; тел.: (951) 157-26-98, e-mail: ultra5310@rambler.ru.
5. Никуличева Татьяна Борисовна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (905) 670-72-70, e-mail: nikulicheva@bsu.edu.ru.
6. Чепурнов Александр Сергеевич — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (916) 675-73-38, e-mail: aschepurnov@yandex.ru.