

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ И РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, ПЕРЕСЕКАЮЩИХ ТОНКУЮ ПЛОСКУЮ МИШЕНЬ ПОД МАЛЫМ УГЛОМ К ЕЕ ПОВЕРХНОСТИ

В. В. Полянский, А. В. Кольцов, А. В. Серов***

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 февраля 2014 г.

Методом Монте-Карло моделировались процессы рассеяния протонов и релятивистских электронов, падающих на плоскую мишень под малыми углами к ее поверхности. Представлены результаты расчетов пространственного и энергетического распределений потоков частиц как прошедших через мишень, так и отраженных мишенью. Рассмотрена зависимость характеристик потоков от начальной энергии и направления инжекции частиц, материала, толщины мишени. Для электронов рассчитаны коэффициенты прохождения, отражения и поглощения в мишени. При расчетах начальная энергия изменялась в диапазоне 7–100 МэВ, траектория частиц составляла угол 1° – 45° к поверхности мишени. Толщина мишени варьировалась от 0.2 мм до 3 мм. Рассматривались мишени из алюминия, железа и меди. Показано, что пересечение мишеней под малыми углами приводит не только к увеличению поперечных размеров потока, но и изменяет направление его движения. Результаты проведенных расчетов рассеяния релятивистских электронов, пересекающих фольгу под малыми углами к ее поверхности, качественно согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.7868/S0044451014080033

1. ВВЕДЕНИЕ

Решение некоторых практических задач предполагает знание закономерностей рассеяния релятивистских частиц, падающих на тонкую поверхность под углом, существенно меньшим прямого угла. Такими задачами, например, являются задачи возбуждения переходного излучения частицами, пересекающими грани двугранного угла [1] или коническую поверхность [2].

В экспериментах [1, 2] поверхностями перехода служили тонкие слои материалов — слои, толщина которых была много меньше экстраполированного пробега электрона в них. В условиях экспериментов характеристики излучения зависели не только от начальных параметров пучка, но и от изменения этих параметров при пересечении поверхностей перехода, т. е. от толщины пересекаемой поверхности и матери-

ала, из которого она изготовлена, энергии и направления движения частиц.

В экспериментальных [3, 4] и расчетных [5, 6] работах, посвященных исследованию прохождения релятивистских электронов через плоские мишени, традиционно рассматривалось рассеяние частиц, инжектированных перпендикулярно поверхности. Результаты исследования движения пучков, инжектированных под малым углом к поверхности, описаны в работе [7]. Эксперименты показали, что при пересечении фольги под малыми углами траектория пучка отклоняется на некоторый угол относительно первоначального направления движения и отклонение тем сильнее, чем меньше угол между скоростью пучка и поверхностью.

В настоящей работе численными методами исследовано влияние энергии и направления инжекции частиц на параметры пучка, пересекающего слой металла различной толщины. Для расчетов использовался пакет программ GEANT-3.21 (GEometry AND Tracking) [8], учитывающий основные физические процессы, проходящие при движении частиц в ве-

*E-mail: koltsov@x4u.lebedev.ru

**E-mail: serov@x4u.lebedev.ru

ществе.

С помощью пакета программ GEANT моделируются доминирующие процессы, которые могут возникнуть в диапазоне энергий от 10 кэВ до 10 ТэВ для электромагнитных взаимодействий. Адронные процессы с энергией ниже нескольких десятков МэВ обычно не принимаются во внимание. При моделировании взаимодействий гамма-квантов учитываются процессы рождения e^-/e^+ -пар, комптоновское рассеяние, фотоэффект, фотоделение ядер тяжелых элементов.

Моделирование прохождения электронов и позитронов учитывает многократное рассеяние, ионизацию и рождение δ -электронов, тормозное излучение, аннигиляцию позитронов, а также, в определенных условиях, специальные механизмы генерации фотонов — черенковское и синхротронное излучение.

Адронные взаимодействия и взаимодействия μ^-/μ^+ в веществе моделируются с учетом процесса распадов частиц, многократного рассеяния, ионизации и рождения δ -электронов, генерации черенковского излучения. Кроме того, для μ^-/μ^+ еще учитывается взаимодействие с ядерной материей и прямое рождение e^-/e^+ -пар.

Отметим некоторые важные факторы, которые могут ограничивать корректность проводимых расчетов: величина нижнего порога прослеживания электромагнитных процессов (10 кэВ) и адекватность расчета флуктуаций энергетических потерь и многократного рассеяния заряженных частиц в тонких слоях материалов. Опыт использования пакета программ GEANT-3.21 показывает, что нижний порог 10 кэВ позволяет вычислить с необходимой точностью распределения частиц с энергией больше 1 МэВ. А именно такие частицы были предметом рассмотрения в данной работе. Корректность же расчета флуктуаций потерь и многократного рассеяния достигалась с помощью выбора модели "Urban model", встроенной в GEANT-3.21. По мнению авторов руководства [8], данная модель является наиболее универсальной из нескольких встроенных моделей.

2. РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ И КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОХОЖДЕНИЯ, ОТРАЖЕНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ ЧАСТИЦ

Геометрия задачи показана на рис. 1. Заряженные частицы e инжектировались вдоль оси z и падали на мишень F. Мишень представляла собой металлическую пластину с поперечными размерами

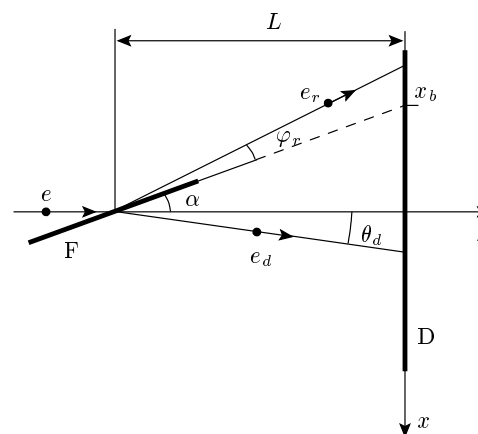


Рис. 1. Геометрия задачи: F — мишень, D — детектор, e — инжектируемые электроны, e_d — электроны, пролетевшие через мишень, e_r — электроны, отраженные мишенью, θ_d — угол преломления, φ_r — угол отражения

20 см \times 20 см и толщиной δ . Величина δ при расчетах варьировалась от 0.2 мм до 3 мм. Угол между осью z и плоскостью мишени обозначен через α . На рисунке показаны заряд e_d , пересекающий мишень, и заряд e_r , отраженный мишенью. Заряд e_d выходил из мишени под углом преломления θ_d к направлению первоначального движения, отраженный заряд e_r двигался под углом φ_r к плоскости мишени.

На расстоянии L от точки на мишени, которую попадают частицы, располагался детектор D. На рис. 1 координата точки, в которой прямая, проведенная в плоскости мишени, пересекает плоскость детектора, обозначена через x_b . Из геометрии задачи следует, что на плоскости детектора координаты частиц e_d , пересекающих мишень, удовлетворяют условию $x > x_b$, а координаты отраженных частиц e_r — условию $x < x_b$. Значение координаты x_b определяется расстоянием L от мишени до детектора и углом инжекции α . В результате расчетов движения заряда определялись координаты x , y и энергия частицы при пересечении детектора. На основании этих данных строились распределения частиц.

Начальные условия задачи предполагали моноэнергетичность и нулевой эмиттанс пучка. Энергия частиц изменялась от 7 МэВ до 100 МэВ. Толщина мишени δ удовлетворяла условию $\delta \ll R_e$, где R_e — экстраполированный пробег заряда. При прохождении через слой вещества заряженные частицы испытывают большое число отклонений, и поэтому пространственные распределения пересекающих и отраженных частиц хорошо аппроксимировались

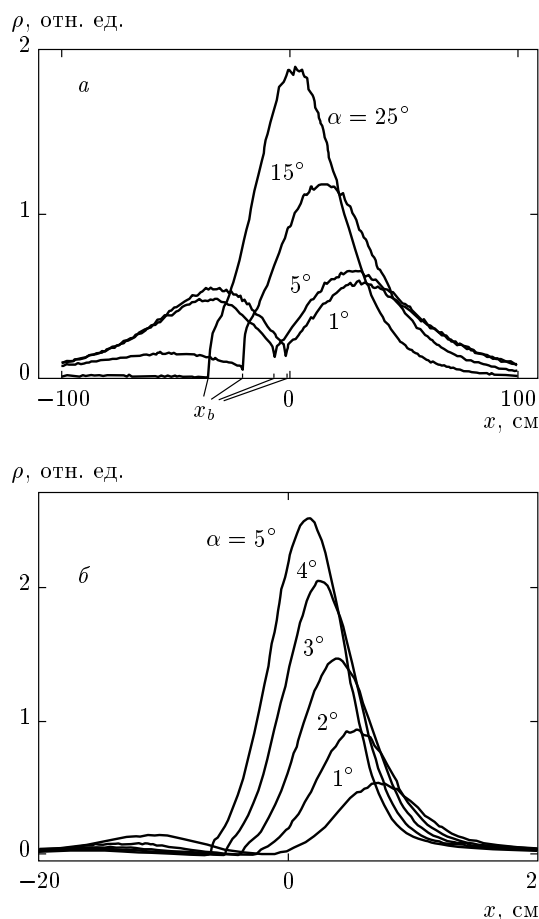


Рис. 2. Поперечные распределения электронов (а) и протонов (б) в плоскости детектора D при различных углах инъекции α . Энергия электронов 15 МэВ, протонов — 100 МэВ. $L = 75$ см. Мишень из алюминия толщиной 3 мм

гауссовским распределением. За направление движения потока частиц принималось то направление, под которым распределение имеет максимум.

На рис. 2 приведены поперечные распределения частиц, падающих на детектор, построенные для различных углов инъекции α . Показаны распределения электронов с энергией 15 МэВ (рис. 2а) и протонов с энергией 100 МэВ (рис. 2б) после пересечения алюминиевой мишени толщиной $\delta = 3$ мм. При расчетах расстояние до плоскости детектора принималось равным $L = 75$ см. На рис. 2а отмечены положения граничной точки x_b для различных углов инъекции. Плотность частиц в точке x_b минимальна, поскольку в нее попадают частицы, пролетевшие максимальное расстояние в мишени, равное половине ее ширины. Из рис. 2 следует, что направление движения потоков частиц, пролетевших через

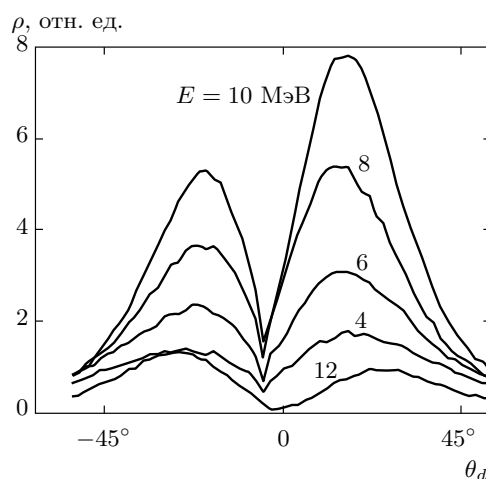


Рис. 3. Угловые распределения электронов различных энергий на выходе из мишени. Мишень толщиной 3 мм. Начальная энергия электронов 15 МэВ. Угол инъекции $\alpha = 5^\circ$. Числа у кривых обозначают среднюю энергию электронов E [МэВ], энергетический разброс электронов в выборке ± 1 МэВ

мишень и отраженных мишенью, зависит от угла инъекции. При инъекции под малыми углами направление движения пролетевших частиц заметно отличается от первоначального. По мере увеличения угла α отклонение пучка уменьшается и траектория приближается к оси z .

В ходе движения моноэнергетические электроны испытывают многократные рассеяния, в мишени образуются и поглощаются гамма-кванты и вторичные частицы. Поэтому представляют интерес данные об угловом и энергетическом распределении частиц, вылетающих из мишени. Для этого из массива результатов расчета выбирались частицы, имеющие энергию в заданном диапазоне, а затем вычислялось угловое распределение этих частиц. На рис. 3 показаны угловые распределения вылетевших электронов различных энергий. Числа у кривых соответствуют средней энергии частиц, а диапазон энергий, в котором проводилась выборка, составлял ± 1 МэВ. Начальная энергия электронов была равна 15 МэВ. Видно, что при энергии, близкой к начальной (распределение для 12 МэВ), число отраженных частиц (условие $x < x_b$) на 30 % больше числа частиц, пролетевших через мишень (условие $x > x_b$). С уменьшением энергии (распределение для 10 МэВ) пролетевших частиц становится в 1.5 раза больше отраженных. Сравнение кривых показывает, что более высокую энергию имеют частицы, отклонившиеся на

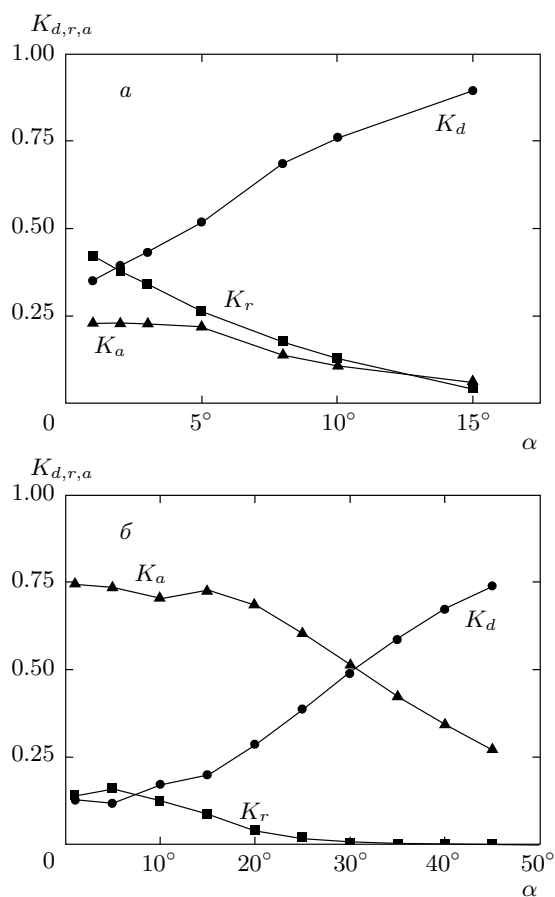


Рис. 4. Зависимости коэффициентов преломления K_d , отражения K_r и поглощения K_a от угла инжекции α . Энергия электронов 7 МэВ. Алюминиевая мишень толщиной 0.3 (а), 3 (б) мм

бóльшие углы θ_d (приблизительно на 4°). Полученный результат объясняется тем, что длина пути, который проходит частица в мишени, равна $l = \delta / \sin \alpha$ и для малых углов обратно пропорциональна α . Поэтому частицы, отраженные на больший угол, проходят в мишени меньший путь и теряют меньшую энергию.

Были вычислены коэффициенты прохождения K_d , отражения K_r и поглощения K_a электронов с энергией 7 МэВ, падающих на мишень под различными углами к ее поверхности. Коэффициенты равны отношению числа преломленных (отраженных, поглощенных) электронов к начальному числу электронов. Результаты расчетов представлены на рис. 4. Показаны кривые для частиц, пересекающих алюминиевую фольгу толщиной 0.3 мм (рис. 4а) и 3 мм (рис. 4б). Видно, что при малых углах инжекции количество электронов, отраженных мишенью,

соизмеримо с количеством электронов, пересекающих мишень.

3. ЗАВИСИМОСТЬ УГЛОВ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ОТ ПАРАМЕТРОВ ПУЧКА И МИШЕНИ

На рис. 5 даны зависимости угла преломления траектории θ_d от угла инжекции α при различных значениях толщины алюминиевой мишени δ . Расчеты проводились для электронов с энергией 7 МэВ. Из графиков следует, что для толщин $\delta = 0.2-0.5$ мм (рис. 5а) при увеличении угла инжекции величина угла θ_d резко уменьшается. Например, для фольги толщиной 0.5 мм изменение угла инжекции α на 2° меняет направление движения пролетевших частиц на 12° . При этом, как показывают расчеты, значение коэффициента прохождения частиц K_d , равного от-

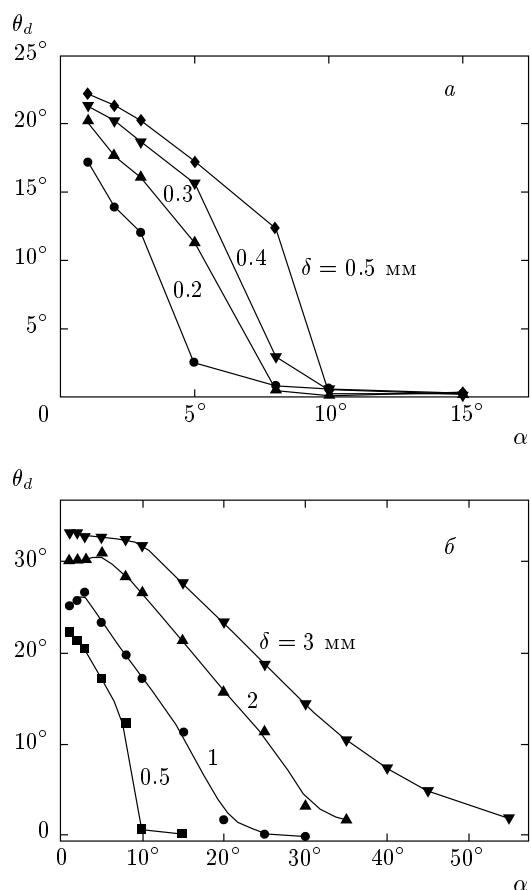


Рис. 5. Зависимости угла преломления траектории θ_d от угла инжекции α при различных значениях толщины алюминиевой мишени δ . Энергия электронов 7 МэВ

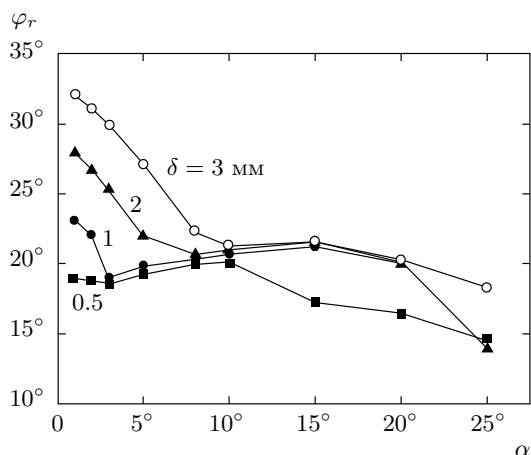


Рис. 6. Зависимости угла отражения траектории φ_r от угла инъекции α при различных значениях толщины алюминиевой мишени δ . Энергия электронов 7 МэВ

ношению числа пролетевших частиц к числу инжектированных, изменяется от $K_d \approx 0.7$ при $\alpha = 10^\circ$ до $K_d \approx 0.6$ при $\alpha = 8^\circ$, т. е. уменьшается приблизительно на 15%. При увеличении толщины мишени, при $\delta > 1$ мм (рис. 5б) зависимость $\theta_d(\alpha)$ становится плавно убывающей и поэтому даже при сравнительно больших углах инъекции пролетевший пучок поворачивается на заметный угол. При $\delta = 3$ мм и инъекции под углом $\alpha = 35^\circ$ угол преломления равен $\theta_d = 10^\circ$.

Рассматривалось также влияние угла инъекции на направление движения отраженных электронов. Результаты расчетов представлены на рис. 6. Видно, что в отличие от пролетевших частиц, направление движения отраженных частиц в некоторых диапазонах углов инъекции мало изменяется. Так, в алюминиевых мишенях толщиной 1–3 мм при увеличении угла инъекции от $\alpha \approx 10^\circ$ до $\alpha \approx 20^\circ$ угол отражения φ_r изменяется на 2° .

Влияние материала фольги на рассеяние электронов иллюстрируют результаты расчетов, представленные на рис. 7. Приведены зависимости угла преломления от угла инъекции для мишеней толщиной $\delta = 0.5$ мм, выполненных из алюминия, железа и меди. Из рис. 7 следует, что при увеличении удельного веса материала мишени возрастает угол инъекции α , при котором наступает резкое уменьшение угла преломления θ_d . Однако характер зависимости не изменяется: угол преломления также уменьшается на 15° – 20° при увеличении угла инъекции всего на 5° .

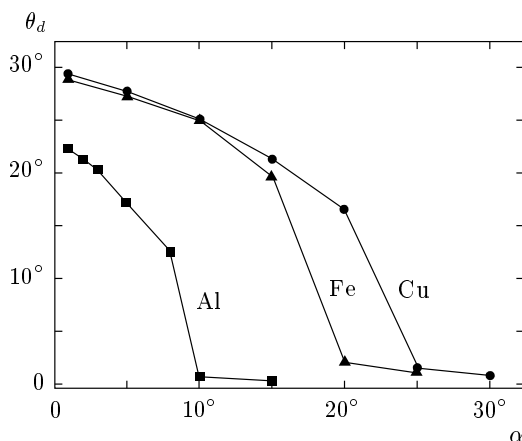


Рис. 7. Зависимости $\theta_d(\alpha)$ для мишеней из алюминия, железа и меди. Энергия электронов 7 МэВ. Толщина мишени $\delta = 0.5$ мм

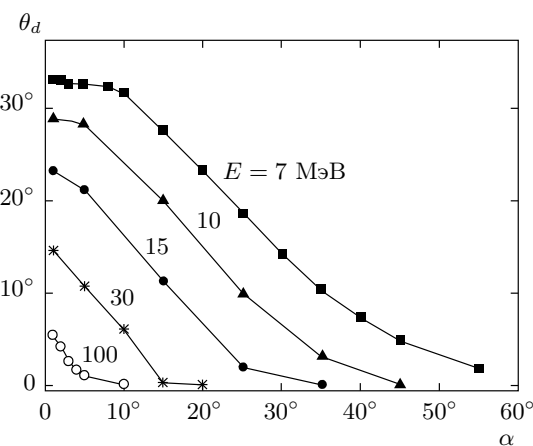


Рис. 8. Зависимости угла преломления траектории θ_d от угла инъекции α при различных значениях начальной энергии электронов E . Алюминиевая фольга толщиной $\delta = 3$ мм

На рис. 8 показаны графики зависимостей $\theta_d(\alpha)$ при различных значениях энергии электронов. Электроны пересекали алюминиевую фольгу толщиной $\delta = 3$ мм. Видно, что при увеличении энергии E угол преломления θ_d уменьшается. Результаты расчетов позволяют построить зависимость угла преломления от энергии $\theta_d(E)$ при заданном угле инъекции $\alpha = 5^\circ$ и $\alpha = 10^\circ$ приведены на рис. 9. Из рисунка следует, что уменьшение отклонения траектории с ростом энергии происходит тем быстрее, чем больше угол α .

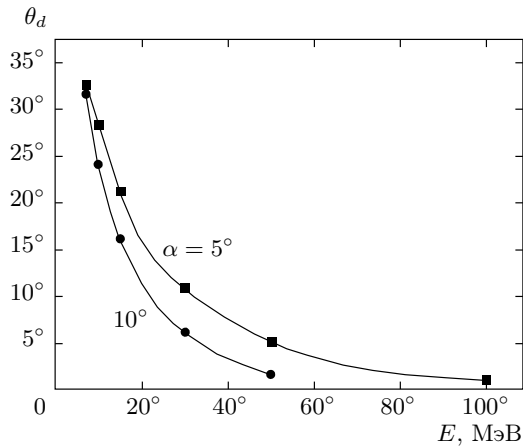


Рис. 9. Зависимости угла преломления траектории θ_d от энергии электронов E при различных углах инжекции α . Алюминиевая фольга толщиной $\delta = 3$ мм

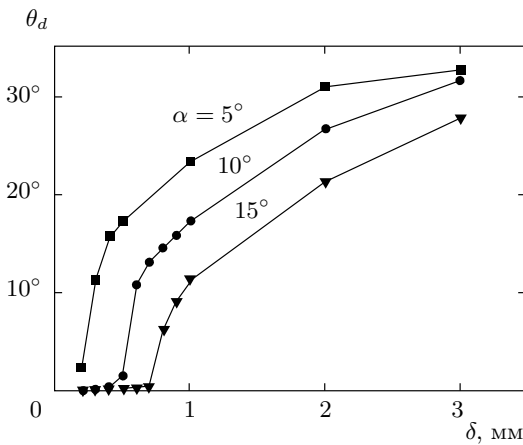


Рис. 10. Зависимости угла преломления траектории θ_d от толщины мишени δ при различных углах инжекции α . Энергия электронов 7 МэВ

На рис. 10 представлены зависимости угла преломления потока θ_d от толщины пересекаемой фольги δ . Графики построены для различных углов инжекции α . Видно, что при малых углах инжекции преломление траектории пучка резко возрастает с увеличением толщины мишени.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано рассеяние протонов и релятивистских электронов, падающих на тонкую плоскую мишень под малыми углами к ее поверхности. Показано, что рассеяние при таких условиях обладает рядом особенностей, которые расширяют возможности его использования. В частности, одной из особенностей является отклонение траектории пучка, пересекающего мишень, от направления первоначального движения.

Рассмотрено влияние энергии частиц, угла инжекции, материала и толщины мишени на направление движения пучков, пролетевших через мишень и отраженных мишенью.

Полученные результаты указывают на возможность изменения интенсивности и направления движения пучка путем модуляции толщины мишени или угла, под которым пересекается плоскость мишени. Результаты расчетов качественно согласуются с проведенными ранее экспериментами [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Серов, ЖЭТФ **135**, 679 (2009).
2. А. В. Кольцов, А. В. Серов, ЖЭТФ **143**, 844 (2013).
3. Т. Tabata, Phys. Rev. **162**, 336 (1967).
4. Р. J. Ebert, A. F. Lauson, and E. M. Lent, Phys. Rev. **183**, 422 (1969).
5. В. В. Кудинов, В. В. Смирнов, *Прохождение электронов с энергией 2–8 МэВ в материалах и выход тормозного излучения из слоев материалов различной толщины*, МИФИ, Москва (2005).
6. В. В. Кудинов, В. В. Смирнов, *Пространственные и энергетические характеристики электронов с энергией 10–300 МэВ за толстыми мишенями*, МИФИ, Москва (2006).
7. А. В. Кольцов, А. В. Серов, Письма в ЖЭТФ **99**, 3 (2014).
8. J. Apostolakis (1993). Cern program library long writeup, w5013. Tech. rep., CERN, GEANT library, <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/>.