

01;05;10

Влияние энергии электронов на интервал блокировки входа при их рассеянии магнитной пленкой с полосовой доменной структурой

© И.А. Мельничук, Е.И. Васько, С.В. Гавриленко

Донецкий национальный университет,
83055 Донецк, Украина
e-mail: magnet@dongu.donetsk.ua

(Поступило в Редакцию 17 октября 2007 г.)

Численным решением уравнений движения найдены траектории электронов в поле рассеяния одноосной магнитной пленки, содержащей полосовую доменную структуру (ПДС) с намагниченностью, перпендикулярной поверхности образца. Найден интервал углов между проекцией скорости электронов на поверхность пленки и доменными стенками, в котором наблюдается блокировка входа (рассеяние электронов происходит без столкновений с поверхностью образца). Установлено, что увеличение энергии электронов приводит к уменьшению указанного интервала углов. Результаты проанализированы с точки зрения кратных взаимодействий электрона с притягивающими и отталкивающими стенками доменов, его движения в градиентном поле ПДС.

PACS: 61.80.az

Введение

Упорядоченные магнитные и доменные структуры способны обеспечивать устойчивое ориентационное движение как заряженных, так и нейтральных частиц, обладающих магнитным моментом [1–3]. Моделирование показывает [4–7], что наличие над поверхностью образца магнитных полей регулярных, например полосовых доменных структур (ПДС), в одноосных пленках с намагниченностью, перпендикулярной поверхности образца, должно приводить к ориентационным закономерностям рассеяния заряженных частиц, аналогичным тем, которые наблюдаются при рассеянии их поверхностью монокристалла [8].

Одним из проявлений влияния ПДС является блокировка входа — рассеяние без столкновений частицы с поверхностью [4]. Вычисления показывают, что блокировка должна происходить в конечном интервале углов между проекцией скорости падающей частицы на поверхность образца и доменной стенкой ПДС [5]. Величина этого интервала зависит от угла падения пучка на мишень [9], это значение может служить количественной характеристикой блокировки. Рассеяние пучков заряженных частиц без их столкновений с поверхностью интенсивно исследуется в последнее время в связи с перспективами практического применения [10,11]. Цель настоящей работы — исследование влияния энергии электронов на размер интервала блокировки.

Методика расчета

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Рассмотрено рассеяние электронов бесконечной пленкой толщиной h ($2.1 \cdot 10^{-5}$ и $4.1 \cdot 10^{-5}$ м), содержащей полосовую доменную структуру с периодом P ($1.5 \cdot 10^{-5}$

и $2.1 \cdot 10^{-5}$ м соответственно). Вычисления производились для образцов с намагниченностью насыщения $M = 113$ кА/м (кобальт), ориентация магнитного момента в доменах обозначена стрелками на торце пленки. Магнитное поле внешних источников отсутствует, поэтому ширина домена, намагниченного вверх, равна ширине домена, намагниченного вниз. Начало системы отсчета находится на поверхности образца, ось OY проходит вдоль границы домена. Ориентация скорости падающего электрона задается углом скольжения α и азимутальным углом β , измеряемым между доменной границей и проекцией скорости электрона на поверхность пленки. Вычисление магнитного поля $H(x, y, z)$ ПДС выполнялось методом магнитных зарядов. Силовые линии поля над ПДС схематично показаны пунктиром на рис. 1.

Траектории электронов находились численным решением уравнений движения, только сила Лоренца определяла их форму. Вычисления показывают, что магнитное поле ПДС резко убывает с удалением от пленки ($H(x, y, z = P)/H(x, y, z = 0.1P) \sim 0.003$), поэтому поле считалось равным нулю при $z \geq P$, а прицельный

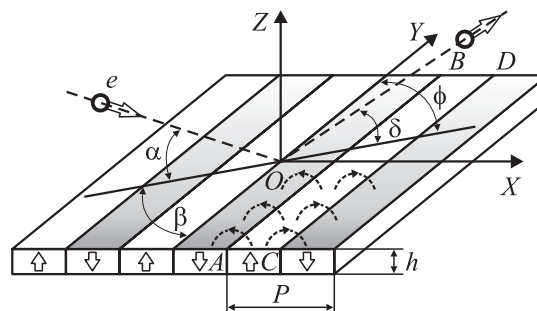


Рис. 1. Геометрия задачи.

параметр вдоль оси OZ ρ_z был принят равным P для всех траекторий. Прицельный параметр вдоль оси OX ρ_x выбирался случайным образом в пределах периода ПДС. Для построения искомых зависимостей накапливалась статистика из 5000 траекторий для каждого значения β .

Результаты и обсуждение

Определение интервала блокировки представлено рис. 2, на котором приведена типичная зависимость количества столкновений N пучка электронов с поверхностью для различных значений угла β . Видно, что в интервале $0 < \beta \leq 40^\circ$ присутствуют траектории рассеяния без столкновений с поверхностью ($N = 0$). В интервале $0 < \beta \leq \beta_1$ рассеяние бывает многократным ($N > 10$), при $\beta > \beta_2$ происходит рассеяние с малой кратностью столкновений с поверхностью, в интервале $\beta_1 < \beta < \beta_2$ рассеяние происходит без столкновений при всех значениях прицельных параметров. Ширина этого интервала: $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$.

Влияние энергии электронов на интервал углов блокировки иллюстрируется рис. 3. Видно, что повышение энергии приводит к уменьшению интервала $\Delta\beta$. Характерной особенностью зависимости $\Delta\beta(E)$ является наличие некоторого значения энергии E_k , при котором достоверно выполняется условие $\Delta\beta(E_k) = 0$. Этот факт следует иметь в виду при использовании результатов [12], где указывается, что зависимость $\Delta\beta(E)$ может быть аппроксимирована степенной функцией. Такая аппроксимация допустима только при не слишком больших значениях энергии. Сравнение кривых 1 и 2 на рис. 3 показывает, что увеличение периода ПДС без

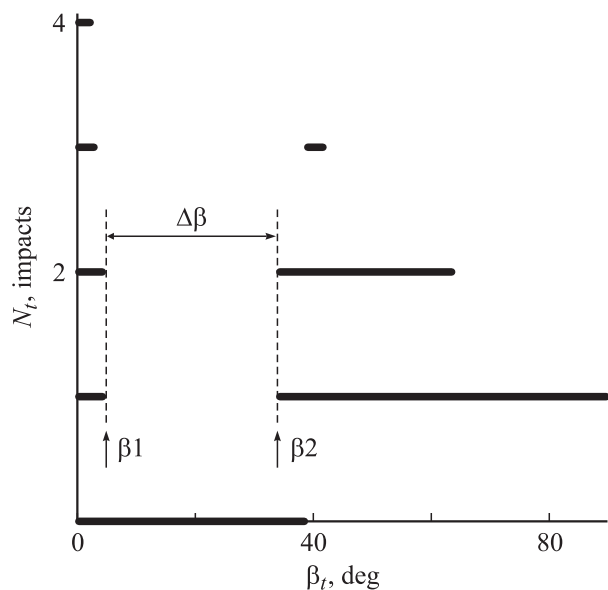


Рис. 2. Влияние ориентации пучка электронов на количество их столкновений с поверхностью при рассеянии пленкой с полосовой структурой ($P = 10^{-5}$, $h = 10^{-6}$ м, $\alpha = 1^\circ$, $E = 500$ эВ).

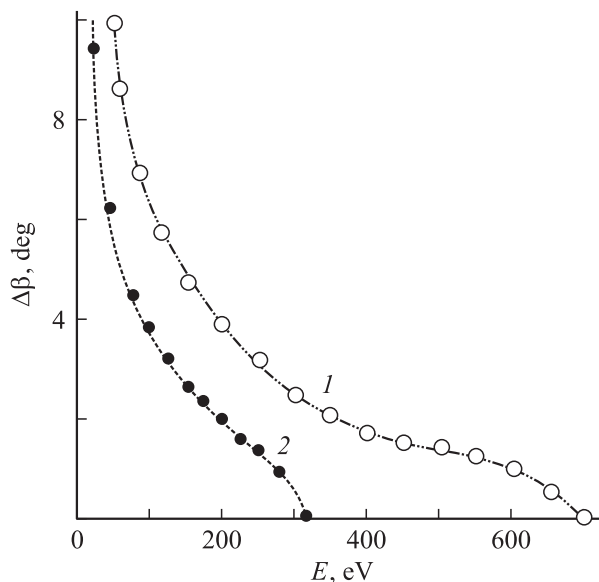


Рис. 3. Влияние энергии электронов на интервал блокировки входа различных значений периода ПДС: 1 — $\alpha = 0.5^\circ$, $P = 2.1 \cdot 10^{-5}$ м; 2 — $\alpha = 0.5^\circ$, $P = 1.5 \cdot 10^{-5}$ м.

изменения других условий облучения приводит к существенному росту значения E_k и расширению интервала блокировки. Для ПДС с периодами $P = 1.5 \cdot 10^{-5}$ и $2.1 \cdot 10^{-5}$ м при $\alpha = 0.5^\circ$ значения E_k соответственно равны 310 и 700 эВ, расчет зависимости $\Delta\beta(E)$ для системы полос той же намагниченности с периодом $P = 10^{-5}$ и $h = 10^{-6}$ м при $\alpha = 1^\circ$ показывает величину $E_k \sim 16$ кэВ.

Для пояснения процессов, определяющих энергетическую зависимость интервала $\Delta\beta$, рассмотрим особенности траекторий при блокировке и проанализируем факторы, позволяющие выполнить качественное описание ее характерных черт, выявленных численным расчетом. Здесь необходимо отметить, что в рассматриваемой конфигурации доменной структуры отсутствует компонента поля рассеяния вдоль оси OY , а потому магнитный поток вблизи соседних доменных границ имеет различное направление вращения.

Так, на рис. 1 показано, что вблизи границы AB поток направлен против часовой стрелки, а вблизи границы CD — наоборот, по часовой стрелке. Поскольку сила Лоренца есть векторное произведение скорости электрона на протяженность магнитного поля, то система доменных границ распадается на решетки отталкивающих и притягивающих доменных стенок для частиц, имеющих составляющую скорости вдоль оси OY . Изменение знака проекции скорости частицы на оси OY изменяет характер взаимодействия, притягивающие стенки становятся отталкивающими и наоборот.

Анализ формы траекторий вблизи ориентаций β_1 и β_2 показывает, что взаимодействие с притягивающими и отталкивающими стенками существенно сказывается на рассеянии при блокировке. Взаимодействие с этими стенками проявляется в виде заметных осцилляций

траектории по оси OZ на фоне плавной кривой, вдоль которой движется электрон при отражении. Причем при малых значениях β отражение сопровождается одним-двумя сильными взаимодействиями (размах осцилляций вдоль OZ между ближайшими локальными экстремумами $\sim 0.1P$) с притягивающими и отталкивающими стенками. Рассеяние при значениях β , которые близки к величине β_2 , происходит при многократном взаимодействии с этими стенками. При больших значениях β взаимодействия с соответствующими стенками слабые, размах между локальными экстремумами $\sim 0.01P$. Положение локальных экстремумов на траекториях совпадает с положениями соответствующих доменных стенок.

Отметим, что рассмотрение взаимодействия электронов с различными стенками не может пояснить эффект его отражения полем, поскольку отталкивающие и притягивающие стенки с учетом случайного выбора прицельного параметра должны вносить симметричный вклад в процесс рассеяния электрона ПДС; эти стенки не выделяют направление вдоль оси OZ . Поэтому процесс отражения проанализируем в модели магнитного зеркала, действие которого основано на том факте, что при движении заряженной частицы в неоднородном магнитном поле проявляется действие диамагнитной силы, связанной с градиентом H , которая всегда направлена в сторону уменьшения поля [13,14]. Вычисления показывают, что градиент H в разных точках над пленкой с ПДС практически везде направлен вдоль OZ , его отклонение от этой оси на угол порядка $\sim 10^\circ$ наблюдается при $z < 0.1P$.

Поведение заряженных частиц в аксиально-симметричных градиентных магнитных полях (отражение при движении в область увеличения напряженности поля, дрейф) хорошо аналитически описано (см. например, [13,14]) в случаях малых градиентов:

$$|\partial H/\partial z| \ll |H|/R_c, \quad (1)$$

где R_c — радиус ларморовской окружности. Расчет показывает, что в анализируемом случае приведенное неравенство не выполняется ни при каких значениях координаты Z как вблизи доменных границ, так и вблизи центров доменов. Нарушение этого неравенства связано с большим значением градиента поля, величина которого обусловлена малыми характерными геометрическими размерами рассматриваемой задачи. Геометрическими параметрами, определяющими характерные градиенты, здесь являются ширина доменной стенки и период доменной структуры, а это минимальные характерные размеры доменной структуры магнитного материала. Нарушение неравенства (1) не вносит принципиальных изменений в характер поведения частицы в градиентном поле, потому мы полагаем, что качественная картина останется прежней.

Одной из характеристик магнитного зеркала, связанной с углом θ между скоростью частицы и градиентом поля, является размер конуса потерь. При выполнении

неравенства (1) угловой размер конуса определяется значением

$$\theta_0(z) = \arcsin \sqrt{H(z)/H_{\max}}, \quad (2)$$

где $H(z)$ — напряженность магнитного поля в точке z , H_{\max} — максимальная напряженность поля вблизи зеркала, в которой происходит отражение ($\theta = \pi/2$). Условием отражения зеркалом частицы с координатой z является соотношение $\theta(z) > \theta_0(z)$ [13]. Тогда если блокировка обеспечивается механизмом, аналогичным магнитному зеркалу, можно ожидать, что изменение интервала $\Delta\beta$ при изменении начальной координаты влета частицы z_0 будет соответствовать изменению граничного значения угла θ_0 для конуса потерь. Проверка данного предположения проводилась на примере рассеяния электронов системой полос ($P = 10^{-5}$, $h = 10^{-6}$ м) путем сравнения изменений интервалов блокировки, найденных в результате численного расчета траекторий электронов при разных значениях прицельного параметра $\rho_z = z_0$ с изменениями угловых размеров конуса потерь в соответствии с выражением (2).

Поскольку блокировка — это рассеяние без столкновения с поверхностью, то скорость частицы в предельном случае параллельна поверхности при $z = 0$, т.е. $\theta(0) = \pi/2$, а $H_{\max} \sim 4\pi M$. При расчете изменений величины $\theta_0(z)$ для зависимости от координат напряженности магнитного поля использована аппроксимация $H(z) = 4\pi M/(1 + 6(z/P))^3$, которая хорошо описывает полученную численным расчетом точную зависимость $H(z)$ для данной полосовой структуры при $z/P > 0.1$. Изменения размера конуса потерь находились в соответствии с выражением $\Delta\theta(z_0) = -(\theta_0(z_0) - \theta_0(0.15P))$, изменение интервала блокировки определялось как $\Delta\Delta\beta(z_0) = \Delta\beta(z_0) - \Delta\beta(0.15P)$.

Соответствующие зависимости представлены на рис. 4. Как видно из рисунка, зависимости $\Delta\Delta\beta(z_0)$ (кривая 1) и $\Delta\theta(z_0)$ (кривая 2) хорошо соответствуют друг другу. Подчеркнем, что первая зависимость — результат численного вычисления траекторий рассеяния электронов полосовой структурой, а вторая — результат подстановки в выражение (2) аппроксимации зависимости $H(z)$ для этой структуры. Необходимо отметить, что зависимость $\Delta\beta(z_0)$ имеет насыщение и $\Delta\beta(P) = \Delta\beta(3P)$, откуда следует, что расчет траекторий электронов при $\rho_z = P$ дает достаточную информацию для достоверного анализа процессов рассеяния.

Таким образом, влияние координаты точки влета частицы на интервал углов блокировки достаточно хорошо описывается в модели магнитного зеркала, несмотря на то что неравенство (1) не выполняется.

Переходя к рассмотрению энергетической зависимости $\Delta\beta(E)$, отметим, что в исследуемой геометрии магнитного поля уже качественный анализ показывает осцилляцию траектории электрона вдоль всех координатных осей, причем эти осцилляции сопровождаются возникновением силы, направленной вверх вдоль OZ ,

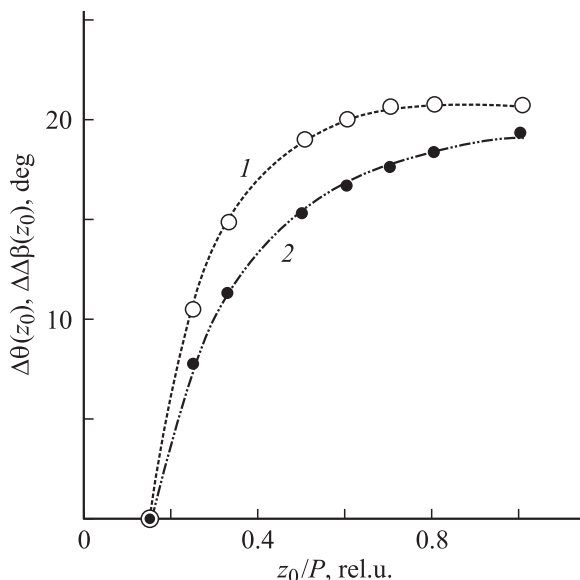


Рис. 4. Влияние координаты точки влета на: 1 — изменение размеров интервала блокировки входа для электронов $E = 1000$ eV, $\alpha = 1^\circ$ при их рассеянии на системе полос $P = 10^{-5}$, $h = 10^{-6}$ м; 2 — изменение размеров конуса потерь, рассчитанного в соответствии с (2) и выбранной аппроксимацией $H(z)$.

аналогичной силе, которая возникает в аксиально-симметричных полях [13]. Это естественным образом ведет к попытке качественного описания энергетических особенностей блокировки в модели магнитного зеркала аналогичной [13].

Дальнейшее рассмотрение удобно провести для предельной траектории. Процесс рассеяния моделируется при различных значениях прицельных параметров вдоль оси OX , и при всех прочих равных условиях (значения E , α , β и др.) форма траектории определяется значением прицельного параметра. Поэтому для проявления определенного эффекта (например, блокировки), не все значения прицельных параметров одинаково эффективны при критических значениях β . Под предельной траекторией понимается та, которая первой принципиально изменяет свой вид, отражая изменение характера движения частицы при изменении β вблизи его критического значения. Поскольку критическое значение β_1 соответствует переходу от режима каналирования к режиму блокировки [4,5] при увеличении β , то в качестве предельной была выбрана траектория с начальной точкой (ρ_x) точно над притягивающей стенкой, так как именно она определяет критическое (максимальное) значение угла $\beta = \beta_k$ для режима каналирования. Дальнейшее рассмотрение проведено для этой траектории в случае $\beta \geq \beta_k$. Значение β_k может быть оценено в соответствии с [15]:

$$\beta_k = \arccos[1 - 2\pi M P e / (2Em)^{0.5} \cdot c], \quad (3)$$

где e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света.

В связи с отсутствием у поля рассеяния ПДС компоненты вдоль оси OY имеются качественные отличия от решения, приведенного в [13]. В первую очередь отличия связаны с отсутствием радиальной компоненты магнитного поля, создающего действующую на электрон силу вдоль оси OZ . Только компонента H_x неоднородного поля и только компонента скорости электрона V_y создают силу вдоль OZ при движении электрона в поле ПДС. Следствием этого является анизотропия эффекта блокировки. Кроме того, вычисления показывают, что при прохождении периода ПДС z -компонента силы, действующей на заряженную частицу, два раза меняет знак, однако ее среднее значение за период не равно нулю. Это обстоятельство обусловлено тем, что в тех местах периода ПДС, где H_x имеет равные по величине и разные по знаку значения, компонента V_y имеет различные значения, т.е. при пролете на ПДС частица испытывает действие силы, направленной как вниз, так и вверх в различных участках периода ПДС. Среднее по периоду значение этой силы не равно нулю, результирующая направлена в сторону уменьшения поля.

Для упрощенного описания зависимости $\Delta\beta(E)$ можно положить, что среднее по периоду ПДС значение силы вдоль оси OZ обусловлено действием некоторого эффективного поля $H_{\text{eff}} = k \cdot 4\pi M$ ($k < 1$), направленного вдоль OX , локализованного вблизи поверхности пленки в слое толщиной $h_{\text{eff}} = k1P$ ($k1 < 1$). Решение уравнения движения для электрона, пролетающего этот слой, позволяет найти соотношения между параметрами задачи для выполнения условий блокировки: $V_z = 0$, $z \geq 0$. Если $V_z = 0$ при $z = 0$, то решение дает значение правого края интервала блокировки ($\beta = \beta_2$). Для случая малых значений α (пренебрегаем влиянием изменения V_z на

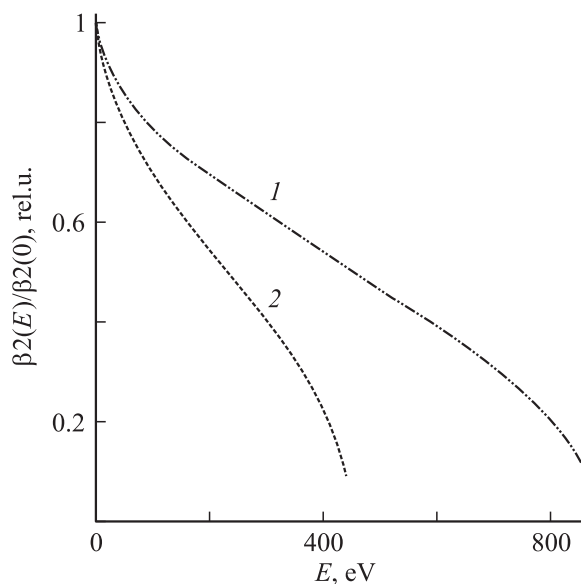


Рис. 5. Влияние энергии электронов и периода ПДС на положение правого края интервала блокировки входа (расчет в соответствии с (4)): 1 — $P = 0.21$, 2 — $0.15 \mu\text{m}$.

величину V_y) легко получить:

$$\beta_2(E) = \arccos((2mE)^{0.5}c \sin(\alpha) \operatorname{tg}(\alpha)/2h_{\text{eff}}H_{\text{eff}}). \quad (4)$$

На рис. 5 представлены зависимости $\beta_2(E)$, рассчитанные в соответствии с (4) для случая рассеяния электронов ($\alpha = 0.5^\circ$) на пленках с разным периодом ПДС. Значения P этих пленок точно соответствуют данным, использованным при численном моделировании результатов, представленных на рис. 3. При вычислениях использованы значения констант: $k = 0.1$ и $k_1 = 0.1$, которые представляются разумными с учетом реальной зависимости $H(z)$. Сравнение зависимостей, представленных на рис. 4 и 5, показывает, что выражение (4) качественно правильно описывает зависимость $\Delta\beta(E)$: уменьшение интервала блокировки с ростом энергии, наличие особенности $\Delta\beta(E_k) = 0$, правильный характер изменений $\Delta\beta(E)$ и величины E_k при изменении периода ПДС.

Заключение

Таким образом, при помощи численного решения уравнений движения показано, что увеличение энергии электронов, которые двигаются вблизи пленки с половой доменной структурой, приводит к уменьшению интервала углов между скоростью электрона и доменной стенкой, в котором происходит его рассеяние без столкновений с поверхностью. Характерной особенностью энергетической зависимости интервала блокировки входа является наличие критического значения энергии E_k , при котором блокировка исчезает. Значение E_k растет при увеличении периода ПДС.

Влияние на угловой интервал блокировки и величину E_k энергии электрона и периода ПДС, а также координаты точки влета качественно правильно описываются в упрощенных моделях магнитного зеркала с неоднородным полем.

Необходимо отметить, что модель магнитного зеркала не является единственной для анализа рассеяния частиц без столкновений с поверхностью. Так, при обсуждении [12] авторами [11] была отмечена целесообразность описания этого процесса в концепции силы Миллера–Гапонова [16], которая эффективно использована для описания рассеяния заряженных частиц без столкновений с поверхностью диэлектрика [11]. Действительно, периодическое взаимодействие электрона с притягивающими и отталкивающими стенками ПДС при его движении в градиентном поле структуры делает концепцию силы Миллера–Гапонова весьма привлекательной, и только точные оценки с использованием обоих подходов позволят выяснить, который из них более адекватен. Однако отметим следующие обстоятельства:

1) при малых значениях β рассеяние без столкновений с поверхностью происходит при малом (иногда однократном) количестве взаимодействий частицы с различными стенками ПДС;

2) как отмечалось выше, среднее значение осциллирующей силы в рассматриваемой задаче не равно нулю.

Поскольку подход [11] эффективен при многократном взаимодействии частицы с рассеивающими центрами и нулевым средним значением осциллирующей силы, перечисленные факторы свидетельствуют в пользу целесообразности учета диамагнитной природы сил при рассеянии электрона в неоднородном поле ПДС.

В заключение авторы выражают благодарность Г.П. Похилу за полезные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины.

Список литературы

- [1] *Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н.* // УФН. 1992. Т. 162. № 9. С. 2.
- [2] *Братман В.Л., Генкин Г.М., Зильберберг В.В.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 970.
- [3] *Боровицын В.А., Муравяткин В.Ю., Эпп В.Я.* // СФХТ. 1991. Т. 4. № 8. С. 1521.
- [4] *Мельничук И.А., Мельничук П.И.* // Мат. XV Междунар. конф. „Взаимодействие ионов с поверхностью“, ВИП–2001. М.: 2001. С. 204.
- [5] *Васько Е.И.* // Мат. XV Междунар. конф. „Взаимодействие ионов с поверхностью“. ВИП–2001. М., 2001. С. 230.
- [6] *Васько Е.И., Мельничук П.И.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2004. Т. 68. С. 370.
- [7] *Melnichuk I.A., Vasko E.I., Melnychuk P.I.* // Functional Mater. 2004. Vol. 11. N 3. P 476.
- [8] *Машкова Е.С., Молчанов В.А.* Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980. 256 с.
- [9] *Vasko E.I.* // Abstracts Int. Functional Materials, ICFM-2001. Crimea, Partenit, 2001. Sec. 1. P. 24.
- [10] *Stolterfoht N., Bremer J.-H., Hoffmann V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88. P. 133 201.
- [11] *Вохмянина К.А., Жиляков Л.А., Похил Г.П. и др.* // Поверхность. 2006. № 4. С. 94.
- [12] *Васько Е.И., Гавриленко С.В., Мельничук И.А.* // Мат. XXXVII Междунар. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 2007. С. 24.
- [13] *Левич В.Г.* Курс теоретической физики. Т. 1. М.: Наука, 1969. 910 с.
- [14] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Теория поля. Т. 2. М.: Наука, 1973. 504 с.
- [15] *Vasko E.I., Melnichuk I.A.* // Vacuum. 2006. Vol. 88. P. 192.
- [16] *Гапонов А.В., Миллер М.А.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 242.