Таким образом, с применением светящихся пучков ионов можно осуществлять прямые измерения характеристик разнообразных ионно-оптических систем, изучать влияние на эти характеристики пространственного заряда пучка, а также проверять правильность машинных расчетов ионной оптики.

Авторы благодарят В.Х. Ферлегера за интерес к работе и полезные обсуждения, Ю.Н. Лысенко и Л.В. Луткову за помощь в проведении экспериментов.

Список литературы

[1] Кельман В.М., Явор С.Я. Электронная оптика. М.: Наука. 1968. 487 с.
[2] Страшкевич А.М. Электронная оптика электростатических систем. М.: Энергия. 1966. 328 с.
[3] Белых С.Ф., Евтухов Р.Н., Редина И.В., Ферлегер В.Х. // Тез. докл. на X Всес. конф. по физике электронных и атомных столкновений. Ужгород: УЖО ИЯИ АН УССР. 1988. Ч. 1. С. 40.
[4] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Параметры атомов и атомных ионов. Справочник. М.: Энергоатомиздат. 1986. 344 с.
[5] Пенкин Н.П., Горшков В.Н., Комаровский В.А. // ЖПС. 1984. Т. ХЬ1. В. 4. С. 533-548.
[6] Баранова Л.А., Бубляев Р.А., Явор С.Я.// ЖТФ. 1987. Т. 57. В. 3. С. 430-433.

Институт электроники
им. У.А. Арифова
АН УзССР, Ташкент

Поступило в Редакцию
14 марта 1989 г.
В окончательной редакции
23 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24 26 декабря 1989 г.

10

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

В.В. Рыжов, А.А. Сапожников,
И.Ю. Турчановский

Исследования взаимодействия сильноточных электронных пучков с тонкими фольгами показали, что влияние собственного магнитного поля приводит к эффекту аномального поглощения энергии [1]. Для анализа природы этого эффекта и решения ряда других задач физики взаимодействия, связанных с построением электронных траекторий в веществе и магнитном поле, необходимо исследовать влияние магнитного поля на угловое распределение электронов.

Решение этой задачи связано с определением плотности вероятности рассеяния электронов $P(\Theta, \varphi | l)$, прошедших путь l, в единичный интервал углов $d\Omega = d\cos\Theta d\varphi$ возле направления (Θ, φ) из начального направления (Θ_0, φ_0), которая может быть найдена из соответствующего вероятностного уравнения. В цилиндрической системе координат, ориентированной так, что $\vec{H} = \{0, 0, H\}$, это уравнение имеет вид

$$\frac{d}{dl}P(\mu, \varphi | l) - \frac{eH}{cp}\cdot\frac{d}{d\varphi}P(\mu, \varphi | l) + \Sigma(l)P(\mu, \varphi | l) - \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_0^{2\pi} d\varphi' \Sigma(\mu_0')P(\mu', \varphi' | l) = 0 \qquad (1)$$

с начальным условием

$$P(\mu, \varphi | l)\Big|_{l=0} = \delta(\mu - \mu_0)\delta(\varphi - \varphi_0), \qquad (2)$$

где e, p – заряд и импульс электрона, $\Sigma(l) = \Sigma(E)$ и $\Sigma(\mu_0') = \Sigma(\mu', \varphi' \to \mu, \varphi; E)$ полное и дифференциальное по углам сечение упругого рассеяния электронов с энергией E, H – напряженность магнитного поля, $\mu = \cos\Theta$.

Это уравнение получено нами в приближении непрерывных потерь энергии на отрезке l и отличается от известного уравнения для плотности вероятности $P_{H=0}(\Theta | l)$ многократного рассеяния электронов без магнитного поля, решение которого найдено в работе Гоудсмита и Саундерсона [2], вторым членом, описывающим изменение азимутального угла φ импульса частицы под действием силы Лоренца.

Магнитное поле приводит к зависимости плотности вероятности рассеяния от угла φ, поэтому (в отличии от [2]) будем искать решение уравнения (1) путем разложения $P(\mu, \varphi | l)$ не по полиномам Лежандра, а по сферическим функциям. Для чего, умножая (1) и (2) слева на сферические функции и интегрируя по μ и φ, получим уравнение для коэффициентов разложения $f_{n,m}(l)$, решение которого имеет вид

$$f_{n,m}(l) = P_n^{|m|}(\mu_0)\cdot \exp\left\{-im\varphi_0 - \int_0^l \left(A_n - im\cdot\frac{eH}{cp}\right)dl'\right\}, \qquad (3)$$

где

$$A_n(l) = 2\pi\int_{-1}^{1}[1 - P_n(\mu)]\,\Sigma(\mu)\,d\mu. \qquad (4)$$

Подставляя (3) в ряд, получим выражение для плотности вероятности углового рассеяния электронов в конце отрезка l с учетом магнитного поля:

$$P(\mu,\varphi;\mu_0,\varphi_0|l)=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2n+1}{4\pi}P_n(\mu_0)P_n(\mu)\exp\left(-\int_0^l A_n(l')dl'\right)+$$

$$+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{2n+1}{4\pi}\exp\left(-\int_0^l A_n(l')dl\right)\sum_{m=1}^{n}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}P_n^m(\mu_0)P_n^m(\mu)\cdot \quad (5)$$

$$\cdot\cos\{m(\varphi-\varphi_0+\varphi')\},$$

где

$$\varphi'=\frac{e}{c}\int_0^l\frac{HdI'}{p(I')}. \quad (6)$$

В асимптотическом случае движения электронов в вакууме многократное рассеяние отсутствует и, как следует из (4), A_n=0. Просуммировав ряды в (5), получим выражение

$$P(\mu,\varphi;\mu_0,\varphi_0|l)=\delta(\mu-\mu_0)\delta(\varphi-\varphi_0+\frac{eH}{cp}l), \quad (7)$$

правильно описывающее изменение азимутального угла направления движения электрона в магнитном поле на отрезке l.

В другой асимптотике при H=0 решение (5) описывает рассеяние электронов с произвольным направлением (μ_0,φ_0). Совместив начальное направление электрона с осью Oz (μ_0=1) и учитывая, что $P_n^{|m|}(1)=\delta_{m,0}$, получим

$$P_{H=0}(\mu,\varphi;\mu_0,\varphi_0|l)=P_{H=0}(\mu;\mu_0=1|l)=$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2n+1}{4\pi}P_n(\mu)\exp\left(-\int_0^l A_n(l')dl'\right), \quad (8)$$

известное распределение Гоудсмита–Саундерсона [2].

Таким образом, решение (5) описывает угловое распределение электронов как с магнитным полем, так и без поля. Эти выражения отличаются лишь на угол φ' стоящий в аргументе косинуса. Поэтому легко показать, что

$$P(\mu,\varphi;\mu_0,\varphi_0|l)=P_{H=0}(\mu,\varphi;\mu_0,\varphi_0-\varphi'|l). \quad (9)$$

Это означает, что магнитное поле не меняет углового распределения, обусловленного многократным рассеянием электрона, а лишь поворачивает поверхность $P_{H=0}(\mu,\varphi;\mu_0,\varphi_0|l)$ на угол определяемый формулой (6).

Последний результат позволяет математически обосновать эффективный алгоритм розыгрыша углового распределения электронов в веществе с магнитным полем.

Список литературы

[1] Рудаков Л.И. // Физика плазмы. 1978. Т. 4. В. 1. С. 72-77.
[2] Goudsmit S., Saunderson J. L.// Phys. Rev. 1940. V. 57. N 1. P. 24-29.

Институт сильноточной
электроники
СО АН СССР, Томск

Поступило в Редакцию
20 июля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24 26 декабря 1989 г.

07; 09

НАБЛЮДЕНИЕ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СИСТЕМАХ МАТРИЦА-ПРИМЕСЬ-ВАКАНСИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ МЕТОДОМ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ

А.И. Гирка, А.Д. Мокрушин,
Е.Н. Мохов, В.М. Осадчиев,
С.В. Свирида, А.В. Шишкин

В настоящей работе приведены результаты позитронных исследований фазовых превращений в многокомпонентной системе карбид кремния-азот-вакансии, являющихся результатом эволюции радиационных дефектов в процессе термического отжига облученных кристаллов карбида кремния (SiC). Выявлена принципиальная роль примесного азота при кластеризации вакансионных дефектов. Подобные фазовые превращения должны быть присущи различным многокомпонентным системам.

Объектами исследований служили монокристаллы полупроводникового карбида кремния политипа 6H, выращенные по методу Лели при температурах 2600-2700 °С. Образцы имели n- или p-тип проводимости за счет легирования азотом или бором и алюминием соответственно. Диапазон концентраций примесных атомов: $2 \cdot 10^{17}$–$1 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$. Облучение кристаллов SiC осуществлялось реакторными нейтронами [1, 2], тяжелыми ионами ксенона [3] и быстрыми электронами в широком диапазоне флюенсов. Методика измерения времени жизни позитронов и обработки экспериментальных данных, а также условия проведения изохронного отжига облученных образцов, приведены в [2, 3].

Зависимости среднего времени жизни позитронов $\bar{\tau}$ от температуры T_a изохронного отжига приведены на рис. 1 и 2. Хорошо видно, что имеют место два типа кривых изохронного отжига: первый характеризуется только одной высокотемпературной стадией отжига радиационных дефектов (в диапазоне температур ΔT_a=1300-