УДК 539.107.8

СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАССЕЯНИИ ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОГО ТЕЛА С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

А. П. Блинов, В. В. Смирнов

Рассмотрено влияние неупругих процессов на упругое рассеяние электронов поверхностью поликристаллического твердого тела с целью нахождения спиновой поляризации электронов после рассеяния. Для вычисления величины поляризации в рамках первого приближения Борна использован метод оптического потенциала, мнимая часть которого описывает неупругие процессы, в том числе и собственно поглощение электронов веществом.

Показано, что возникающая спиновая поляризация в первоначально неориентированном пучке электронов после рассеяния поликристаллическим образцом пропорциональна мнимой части оптического потенциала, а также зависит от геометрии столкновения (в частности, отсутствует, если электронный пучок падает нормально к поверхности твердотельного поликристаллического образца).

В [1, 2] обсуждалась роль спин-орбитального взаимодействия в спектре упругоотраженных электронов. Вместе с тем важно выделить влияние неупругих процессов на рассеяние электронов твердотельной мишенью. Последнее обстоятельство связано также с поглощением электронов поверхностью твердого тела, что, в частности, может быть использовано в устройствах соответствующих твердотельных детекторов спиновой поляризации электронов поглощательного типа [3].

Рассмотрим упругое рассеяние электронов поверхностью поликристаллической пластины конечной толщины d с площадью $\Sigma \to \infty$ (т. е. $\Sigma \gg \gg \lambda_B^2$, где λ_B — де-бройлевская длина волны электрона). Внутри образца электрон взаимодействует с нуклонами, примесями и фононами. Нашей целью является учесть неупругие процессы и поглощение электронов при их упругом рассеянии описанным выше твердотельным образцом и выяснить влияние неупругих процессов и поглощения на спиновую поляризацию электронов.

Для решения поставленной задачи удобно, на наш взгляд, воспользоваться методом оптического потенциала [4, 5], т. е. описывать взаимодействие электронов с атомами, примесями и фононами образца в виде

$$V = V_0(1 + i\xi) + \lambda(\nabla V_0 \times \hat{\mathbf{p}})\hat{\sigma}, \tag{1}$$

где мнимая часть потенциала $i\xi V_0$ описывает все неупругие процессы взаимодействия электронов с атомами, ядрами, примесями и фононами твердого тела, в том числе и собственно поглощение; λ — константа спин-орбитального взаимодействия; $\hat{\mathbf{p}}$ — оператор импульса; $\hat{\sigma}$ — спиновый оператор Паули. Очевидно, что для монокристаллического образца потенциал V_0 не обладает азимутальной симметрией, т. е.

$$V_0 = V_0(z, \rho), \tag{2}$$

где z — координата вдоль нормали ν к плоскости образца, ρ — радиальный вектор в плоскости образца.

Из (1)—(2) следует, что

$$V = V_0(z, \rho)(1+i\xi) + \lambda\left(\frac{\partial V_0}{\partial z}\right)(\nu \times \mathbf{p})\sigma + \lambda(\nabla_\rho V_0 \times \hat{\mathbf{p}})\hat{\sigma}. \tag{3}$$

В случае рассеяния электронов поликристаллическим образцом, что и будет предполагаться далее, потенциал (2) следует усреднить по ориентации монокристаллических областей, т. е. по направлениям вектора ρ. Усредненный таким образом потенциал (2) с учетом геометрии образца и параметров рассеяния будет обладать азимутальной симметрией, т. е.

$$\bar{V}_0 \equiv \hat{V}_0 = \hat{V}_0(z). \tag{4}$$

Соответственно вместо (3) будем иметь

$$\hat{V} = \hat{V}_0(z)(1+i\xi) + \lambda\left(\frac{\partial \hat{V}_0}{\partial z}\right)(\nu \times \hat{\mathbf{p}})\hat{\sigma}. \tag{5}$$

Для нахождения поляризации, возникающей в неориентированном электронном пучке после рассеяния, необходимо восстановить для потенциала (5) амплитудную матрицу $\hat{f}$. Последнее можно осуществить, если воспользоваться первым приближением Борна [6]. Имеем

$$\hat{f} = f\hat{E} + g(\hat{\sigma}\cdot\mathbf{n}), \tag{6}$$

где $\hat{E}$ — единичная матрица размерности 2×2,

$$\mathbf{n} = (\nu \times \mathbf{k}_0)/|\nu \times \mathbf{k}_0|,$$

где $\mathbf{k}_0$ — начальный импульс электрона, а инвариантные амплитуды f и g есть

$$f = -\frac{1}{4\pi}\int \exp(i\mathbf{qr})\,\hat{V}_0(z)(1+i\xi)\,d^3\mathbf{r},$$

$$g = -\frac{1}{4\pi}\int \exp(iqr)\,\lambda\left(\frac{\partial \hat{V}_0}{\partial z}\right)|\nu \times \mathbf{k}_0|\,d^3\mathbf{r}. \tag{7}$$

Переходя в (7) к цилиндрическим координатам z, ρ, φ, получим

$$f = f_0(1+i\xi)I,$$
$$g = iq_\perp \lambda k_0 \sin\theta_0 f_0 I, \tag{8}$$

где $q_\perp$ — проекция переданного импульса $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ на нормаль ν к поверхности, т. е. $q_\perp = (\nu\cdot\mathbf{q})$ ($\mathbf{k}$ — конечный импульс электрона), θ_0 — угол падения электронов на поверхность, а также

$$f_0 = -\frac{1}{4\pi}\int \exp(iq_\perp z)\,\hat{V}_0(z)\,dz,$$

$$I = \iint\limits_{\Sigma} \exp(iq_\parallel \rho)\,d^2\rho, \tag{9}$$

где $\mathbf{q}_\parallel$ — проекция $\mathbf{q}$ на поверхность образца.

Выражение для f в борновском приближении очевидно, а для g имеем

$$g = -\frac{\lambda k_0 \sin\theta_0}{4\pi} I \int\limits_{-\infty}^{\infty} \exp(iq_\perp z)\left(\frac{\partial \hat{V}_0}{\partial z}\right)dz =$$

$$= \frac{\lambda k_0 \sin\theta_0}{4\pi} I \int\limits_{-\infty}^{\infty} \exp(iq_\perp z)\,\hat{V}_0 iq_\perp dz = iq_\perp \lambda k_0 \sin\theta_0 I f_0,$$

так как $\hat{V}_0\,(z=\pm\infty)=0$.

Таким образом, с учетом (8) находим величину спиновой поляризации $\mathbf{P}$, возникающей в неориентированном по спину электронном пучке после рассеяния в первом приближении Борна

$$\mathbf{P} = \frac{2\,\mathrm{Re}\, f \cdot g}{|f|^2 + |q|^2}\,\mathbf{n} = -\frac{2q_\perp \lambda \xi k_0 \sin\theta_0}{1 + \xi^2 + q_\perp^2 \lambda^2 k_0^2 \sin^2\theta_0}\,\mathbf{n}. \qquad (10)$$

Как следует из (10), возникающая поляризация $\mathbf{P}$ связана с параметром неупругости и поглощения ξ. Не представляет особого труда параметр ξ сопоставить с проницаемостью вещества γ. Как показано в [7], мнимая часть (усредненного) потенциала связана со скоростью v и длиной свободного пробега Λ частицы в веществе простым соотношением

$$\mathrm{Im}\, V \cong \frac{1}{2}\hbar v/\Lambda.$$

С другой стороны, величина γ есть отношение числа прошедших электронов N к числу падающих N_0, т. е.

$$\gamma = N/N_0.$$

Таким образом, учитывая экспоненциальный закон уменьшения интенсивности

$$N = N_0 \exp(-d/\Lambda),$$

где d — толщина образца, получим

$$\ln(1/\gamma) \cong \frac{2d\xi \hat{V}_0}{\hbar v}. \qquad (11)$$

Например, для меди, согласно [8], следует, что при $\hat{V}_0 \sim 1$ а. е., $d = 5900$ Å и $v = 45$ а. е. $\gamma \sim 0.5$, т. е. $\xi \sim 10^{-2}$.

Следовательно, на основании (11) можно из экспериментальных кривых прохождения электронов через вещество находить по γ параметр ξ и тем самым определять по формуле (10) возникающую спиновую поляризацию электронов. Следует вместе с тем отметить и факторы, связанные с геометрией упругого столкновения электронов с поверхностью поликристаллического образца. Во-первых, как видно из (10), поляризация электронов не возникает, если электронный пучок падает нормально к поверхности ($\theta_0 = 0$). Во-вторых, $\mathbf{P} = 0$, если $q_\perp = 0$, т. е. если переданный импульс q целиком лежит в плоскости образца. Это имеет место, если угол падения электронного пучка отличается на π от угла отражения.

И наконец, направление вектора $\mathbf{P}$ определяется вектором $\mathbf{n}$, который является нормалью не к плоскости рассеяния, а к плоскости падения первичного пучка (т. е. к плоскости, определяемой векторами $\boldsymbol{\nu}$ и $\mathbf{k}_0$).

В заключение необходимо особо отметить, что в случае рассеяния электронов монокристаллическим образцом картина возникающей спиновой поляризации электронов значительно сложнее и богаче. В частности, направление возникающей поляризации, как это следует из (3), связано не только с вектором $\boldsymbol{\nu}$, но и с вектором нормали $\mathbf{n}_0$ к плоскости рассеяния, определяемой начальным $\mathbf{k}_0$ и конечным $\mathbf{k}$ импульсами электрона.

Список литературы

[1] Мамаев Ю. А., Макаров Б. С., Мишин А. Н. и др. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 7. С. 2181—2182.
[2] Блинов А. П., Смирнов В. В. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 10. С. 3120—3122.
[3] Celotta R. J., Pirce D., Siegmann H. C., Unguris J. // J. Appl. Phys. Lett. 1981. V. 38. N 7. P. 577—579.
[4] Друкарев Г. Ф., Объедков В. Д. // УФН. 1979. Т. 127. № 4. С. 621—650.
[5] Давыдов А. С. Теория атомного ядра. М., 1958. 612 с.
[6] Давыдов А. С. Квантовая механика. М., 1973. 704 с.
[7] Ситенко А. Г. Теория ядерных реакций. М., 1983. 352 с.
[8] Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. М., 1969. 408 с.

Ивановский
государственный университет

Поступило в Редакцию
21 марта 1990 г.
В окончательной редакции
5 июня 1991 г.