

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ АНИЗОТРОПИИ g -ФАКТОРА ТОКОВЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ЛЕГИРОВАННОМ БОРОМ ПИРОУГЛЕРОДЕ СО СТРУКТУРОЙ КВАЗИДВУМЕРНОГО ГРАФИТА

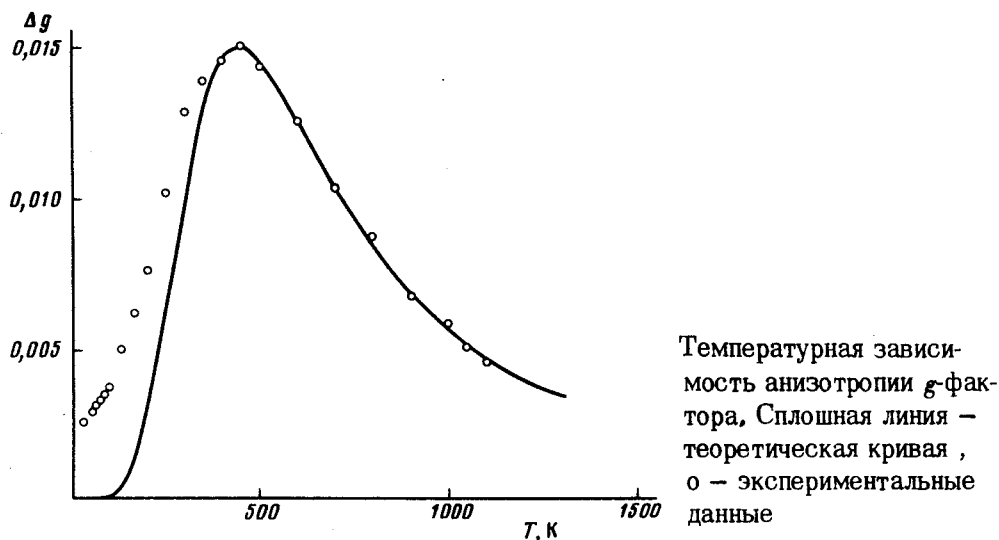
А.С.Котосонов

В интервале 4,2 – 1100 К исследована температурная зависимость анизотропии g -фактора токовых носителей в борированном пироуглероде. Изменение Δg от температуры связано со снятием вырождения носителей. Эксперимент сопоставляется с расчетом по модели двумерного графита с линейным законом дисперсии.

Теоретически было показано [1, 2], что гипотетический двумерный графит, состоящий из невзаимодействующих монослоев, должен представлять собой двумерный бесщелевой полупроводник с линейным законом дисперсии в окрестности точки касания зоны проводимости и валентной зоны. На основе двумерной модели и с учетом небольшого спин-ор-

битального взаимодействия в работе [3] предложен расчет анизотропии g -фактора двумерного графита в зависимости от положения уровня Ферми и температуры.

В настоящей работе исследована температурная зависимость g -фактора в легированном бором пироуглероде (ПУ), выбранном в качестве реального приближения двумерного графита. Образцы получались осаждением продуктов пиролиза углеводородов с примесью бора на плоскую подложку при 2100°C . ПУ имели графитовую слоистую структуру, но существенно большее, по сравнению с монокристаллом, межслоевое расстояние ($3,44 \text{ \AA}$ для ПУ при $3,35 \text{ \AA}$ — для монокристалла). Легирование бором ($0,02 \text{ ат.}\%$) позволило получить желательную степень вырождения дырочных носителей и устранить неоднородности в распределении носителей по объему, связанные с акцепторным влиянием собственных дефектов структуры.



Величина g -фактора определялась из измерений сигнала ЭПР в интервале температур $4 - 1100 \text{ K}$. Погрешность измерения температуры не превышала 2% , g -фактора — 10^{-4} . Анализировалось изменение g -фактора при ориентации слоев ПУ перпендикулярно (g_{\perp}) и параллельно (g_{\parallel}) магнитному полю. Значение g_{\parallel} оказалось близким к значению g -фактора свободного спина $g_s = 2,0023$ и почти не зависело от температуры. Значение g_{\perp} имеет выраженную температурную зависимость и для образцов с $0,02 \text{ ат.}\%$ В проходит через максимум при 450 K . Экспериментальные данные представлены на рисунке отдельными точками в виде зависимости $\Delta g = g_{\perp} - g_s$ от температуры измерения.

Для сопоставления экспериментальных данных с расчетом по двумерной модели целесообразно представить формулу для Δg [3] в следующем виде:

$$\Delta g = \left(\frac{3 m a^2 \gamma_0^2}{2 h^2} \right) \frac{\eta_0^2 a \lambda}{4 \mu_0^2 \text{ch}^2(\eta/2) \ln[2 \text{ch}(\eta/2)]} +$$

$$+ \frac{\eta_0 \alpha^2 \lambda \operatorname{th}(\eta/2)}{2 \mu_0 \ln[2 \operatorname{ch}(\eta/2)]} \operatorname{sgn} \mu_0, \quad (1)$$

где α – вероятностный коэффициент для $3d$ -функций в π -зоне; λ – значение спин-орбитального взаимодействия $3d$ -электронов; m – масса электрона; a – постоянная трансляции в слое графита, равная $2,46 \text{ \AA}$; γ_0 – двумерный зонный параметр, равный 3 эВ [4]; $\eta = \mu/kT$ – приведенный уровень Ферми; $\eta_0 = \mu_0/kT$; μ_0 – уровень Ферми полностью вырожденной системы; sgn – знак "сигнум". Энергия отсчитывается от точки соприкосновения валентной зоны и зоны проводимости в сторону зоны проводимости.

Определяя или задавая значение μ_0 , можно построить зависимость от температуры T , находя η из условия электронейтральности, которое для двумерной модели записывается так:

$$F_1(\eta) - F_1(-\eta) = (\eta_0^2/2) \operatorname{sgn} \eta_0, \quad (2)$$

где $F_1(\eta)$ – интеграл Ферми единичного индекса.

Анализ формулы для Δg показывает, что при $|\mu_0| < 1 \text{ эВ}$ и $kT \geq 0,3|\mu_0|$ первое слагаемое вносит основной вклад в Δg , причем максимальное значение должно наблюдаться при $kT = 0,5|\mu_0|$. В данном случае температура максимума соответствует $\mu_0 = -0,08 \text{ эВ}$, что совпадает с оценкой уровня Ферми по низкотемпературной концентрации дырок в образце. В целом наилучшая аппроксимация экспериментальных точек расчетной кривой получена для $(\alpha\lambda) = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ эВ}$ и $\mu_0 = -0,078 \text{ эВ}$. При этом второе слагаемое в формуле (1) имеет отрицательный знак и по величине не превышает погрешности измерения Δg .

Как видно из рисунка, предложенная в [3] формула для расчета токовых носителей в двумерном графите хорошо совпадает с экспериментом на модельном материале при $kT \geq 0,5|\mu_0|$. Изменение Δg связано с изменением распределения электронов по состояниям в валентной зоне и зоне проводимости при одновременном усреднении по всем состояниям за время спин-решеточной релаксации. Максимум Δg соответствует температуре, при которой доля, электронов, занимающих состояния, в окрестности соприкосновения зон, также максимальна.

Вместе с тем, имеется расхождение между экспериментом и расчетом при низких температурах, которое не может быть устранено подбором параметров μ_0 и $\alpha\lambda$. По-видимому, это различие связано с тем, что в [3] не учитывается роль межзонных взаимодействий [5], вклад которых в Δg может быть существенным и для вырожденного состояния носителей.

В заключение, заметим, что правомерность отнесения сигнала ЭПР к токовым носителям в изученном ПУ подтверждена исследованием температурной зависимости динамической спиновой восприимчивости. Небольшой вклад локализованных центров в сигнал ЭПР проявляется лишь при температурах ниже 10 К и не влияет на трактовку эксперимента в целом.

Поступила в редакцию
30 января 1979 г.

Литература

- [1] P.R.Wallace. Phys. Rev., 71, 622, 1947.
 - [2] J.C.Slonczewski, P.R.Weiss. Phys. Rev., 71, 272, 1958.
 - [3] J.W.McClure. Abstracts of the 8-th Carbon Conf., E-4, Buffalo, 1967.
 - [4] R.O.Dillon, I.L.Spain, J.W.McClure. J. Phys. Chem. Solids, 38, 635, 1977.
 - [5] Y.Yafet. Solid State Phys., 14, 74, 1963.
-