

ПРИМЕНЕНИЕ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО n -InAs

Л.П.Зверев, Г.М.Миньков, В.В.Кружаев

Метод туннельной спектроскопии в магнитном поле применен к исследованию закона дисперсии n -InAs при разном уровне легирования. Установлено, что легирование приводит к изменению закона дисперсии, которое может быть описано учетом обменного взаимодействия свободных носителей.

Обычно используемые экспериментальные методы (магнитотермоздо, магнитоплазменное отражение, эффект Фарадея и др.) позволяют измерять параметры энергетического спектра полупроводника на уровне Ферми. Для определения энергетической зависимости этих параметров исследуются образцы с разной концентрацией носителей. При этом автоматически считается, что легирование меняет только положение уровня Ферми, но не закон дисперсии. В работах же, посвященных влиянию легирования на энергетический спектр полупроводника, исследуется область состояний вблизи краев зон ("хвосты" плотности состояний). Что касается изменения закона дисперсии в глубине зон разрешенных энергий, то этот вопрос изучен недостаточно, особенно экспериментально.

Наиболее удобным экспериментальным методом для такого исследования представляется туннельная спектроскопия в магнитном поле. Известно [1], что туннельная проводимость (ТП) в структуре металл — окисел — полупроводник при приложенном напряжении (смещении) V пропорциональна плотности состояний полупроводника при энергии $\epsilon_F + eV$ и вероятности туннелирования (в том случае, когда вблизи уровня Ферми металла нет особенностей в плотности состояний). Зависимость вероятности туннелирования от энергии, как правило, известна плохо, поэтому получить количественные результаты из измерений ТП трудно. Ситуация изменяется при приложении квантующего магнитного поля, вызывающего появление, особенностей в плотности состояний полупроводника, а, следовательно, и появление осцилляций в зависимости ТП от смещения. В этом случае при постоянном смещении V в зависимости проводимости от магнитного поля наблюдаются осцилляции типа де Гааза — ван Альфена, период которых по обратному полю связан с площадью экстремального сечения изоэнергетической поверхности с энергией $\epsilon_F + eV$ плоскостью, перпендикулярной магнитному полю, соотношением $\Delta(1/H) = 2\pi e / c\hbar S$. Если зона проводимости полупроводника изотропна, то $S = \pi k^2$ и, следовательно,

$$k^2(\epsilon_F + eV) = \frac{2e}{c\hbar \Delta(1/H)}$$

Таким образом, исследование осцилляций туннельной проводимости в магнитном поле позволяет непосредственно экспериментально определить закон дисперсии полупроводника.

Нами исследованы туннельные переходы n -InAs — окисел — Pb, изготовленные по методике, описанной в [1]. Концентрации электронов в n -InAs были: $2,2 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{17}$, $7 \cdot 10^{17}$, $1,1 \cdot 10^{18}$, $2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

При температуре 4,2 К измерялись зависимости $\frac{\partial V}{\partial I}(V, H)$ и

$\frac{\partial^2 V}{\partial I^2}(V, H)$ в магнитном поле до 55 кЭ. Энергетическая диаграмма

перехода приведена на рис.1,а. В этой структуре из-за наличия на поверхности n -InAs обогащенного слоя имеются двумерные зоны поверхностных электронов (исследование спектра электронов в магнитном поле проведено в [1]). Зависимость $\partial^2 V / \partial I^2$ от смещения в магнитном поле 2 кЭ (устраняющем особенности ТП, связанные со сверхпроводимостью свинца) для образцов с концентрациями носителей $2,2 \cdot 10^{16}$ и $2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ приведены на рис.1,б. Стрелками обозначены особенности, связанные с дном зон поверхностных электронов, дном зоны проводимости, а также неупругим туннелированием с участием оптического фонона.

В магнитном поле, направленном вдоль поверхности перехода ($I \perp H$) зоны поверхностных электронов не квантуются [1] и возникающие в ТП осцилляции связаны с квантованием зоны проводимости объемных носителей, поэтому все измерения проведены при этой ориентации поля.

На рис.2 представлены зависимости $\partial V / \partial I$ от магнитного поля для трех смещений. Наблюдаемые осцилляции периодичны по обратному полю, а их период при $V = 0$ совпадает с периодом осцилляций Шубникова — де Гааза, измеренным на тех же образцах. Зависимости $\epsilon = \epsilon_F + eV$

от k^2 , определенного по формуле (1) из периода осцилляций ТП при смещении V (анизотропия зоны проводимости InAs не превышает 1% [2]) приведены на рис.3, а для образцов с $n = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $n = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Экспериментальные значения ϵ_F определялись по положению особенности тунельного тока связанной с краем зоны проводимости (рис.1,б).

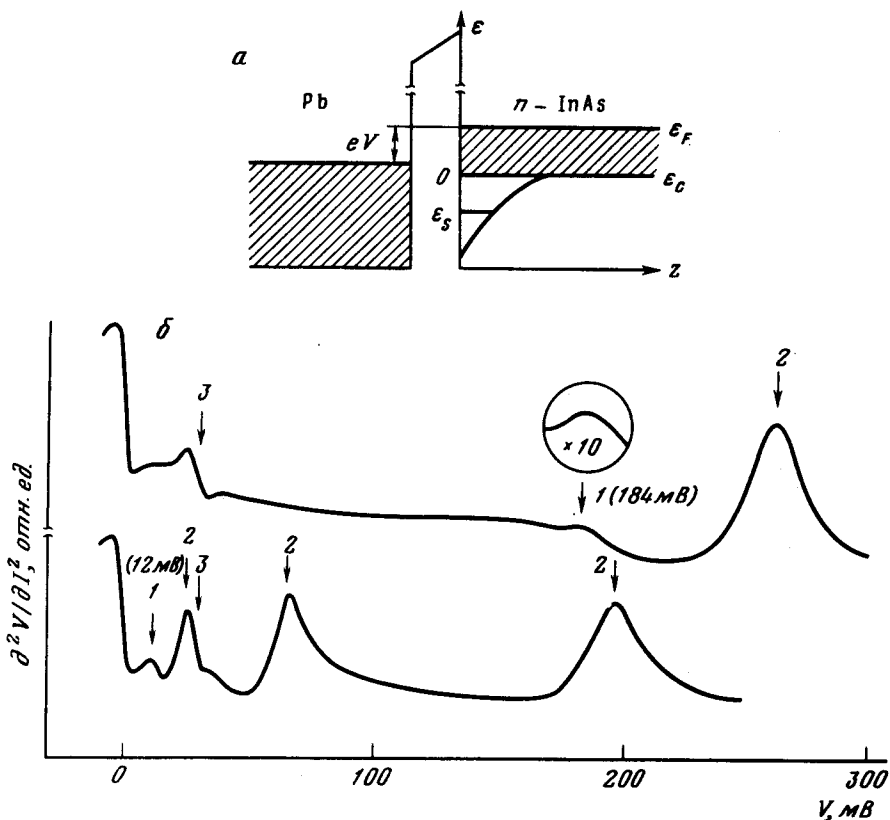


Рис.1. а – Энергетическая диаграмма туннельного перехода при смещении $V > 0$ (знак смещения соответствует знаку потенциала на РЬ электроде). ϵ_F – энергия Ферми, ϵ_c – дно зоны проводимости, ϵ_s – дно зоны поверхностных электронов; б – зависимость $\frac{\partial^2 I}{\partial V^2}(V)$ при $H = 2 \text{ кЭ}$ для образцов с $n = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (нижняя кривая) и $n = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Стрелками указаны особенности, связанные с: 1 – дном зоны проводимости, 2 – дном поверхностных зон, 3 – неупругим тунелированием с участием оптического фона

Как видно из рис. 3, а, для образца с концентрацией $2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ экспериментальная зависимость $\epsilon(k^2)$ хорошо описывается в трехзонной кейновской модели с $\epsilon_g = 0,418 \text{ эВ}$ [3], $\Delta = 0,38 \text{ эВ}$ [4] и эффективной массой на дне зоны $m_n = 0,0245 m_0$. При этом теоретическое зна-

чение ϵ_F совпадает с экспериментальным. В отличие от этого для образца с $n = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ экспериментальная величина ϵ_F (которая на 10 мэВ больше теоретической) и зависимость $\epsilon(k^2)$ во всем интервале энергий не соответствуют кейновскому закону с приведенными выше параметрами. Для описания закона дисперсии сильно легированного материала в первом приближении [5] учтем обменное взаимодействие свободных носителей. Тогда

$$\epsilon(k) = \epsilon_1(k) + \epsilon_2(k), \quad (2)$$

где $\epsilon_1(k)$ — кейновский закон для слабо легированного материала, а

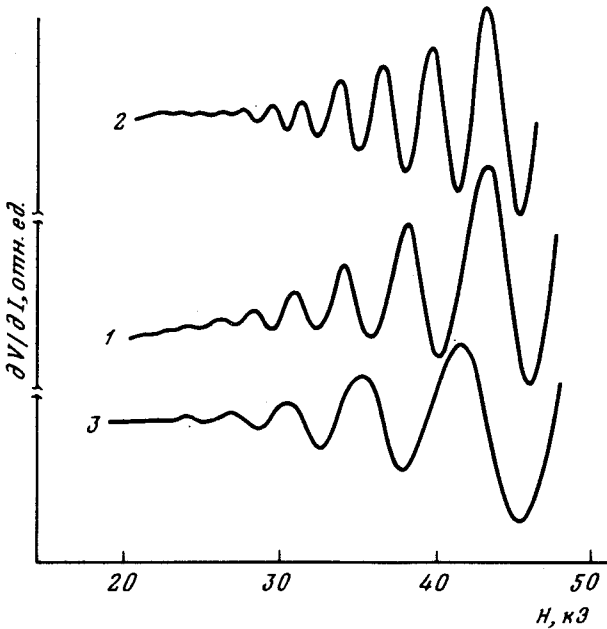


Рис.2. Зависимость $\frac{\partial V}{\partial I} (H)$ для образца с $n = 1,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при смещениях: 1 — 0, 2 — -40 мВ, 3 — 30 мВ

$\epsilon_2(k)$ — обменная энергия с учетом экранирования [5]. Зависимость (2) приведена на рис. 3, а (для обоих материалов энергия отсчитывается от дна зоны проводимости). Для того, чтобы разница в законах дисперсии слабо и сильно легированных образцов была более наглядной на рис. 3, б отложено отклонение энергий, соответствующих данному значению k^2 , от кейновского закона с параметрами $\epsilon_g = 0,418 \text{ эВ}$, $\Delta = 0,38 \text{ эВ}$ и $m_n = 0,0245 m_0$. На этом рисунке учтено, что дно зоны проводимости сильно легированного материала фактически сдвинуто вниз по шкале энергий на величину $\epsilon_2(0)$.

Таким образом, показано, что легирование приводит к изменению закона дисперсии полупроводника, которое удовлетворительно описывается учетом обменного взаимодействия свободных носителей заряда.

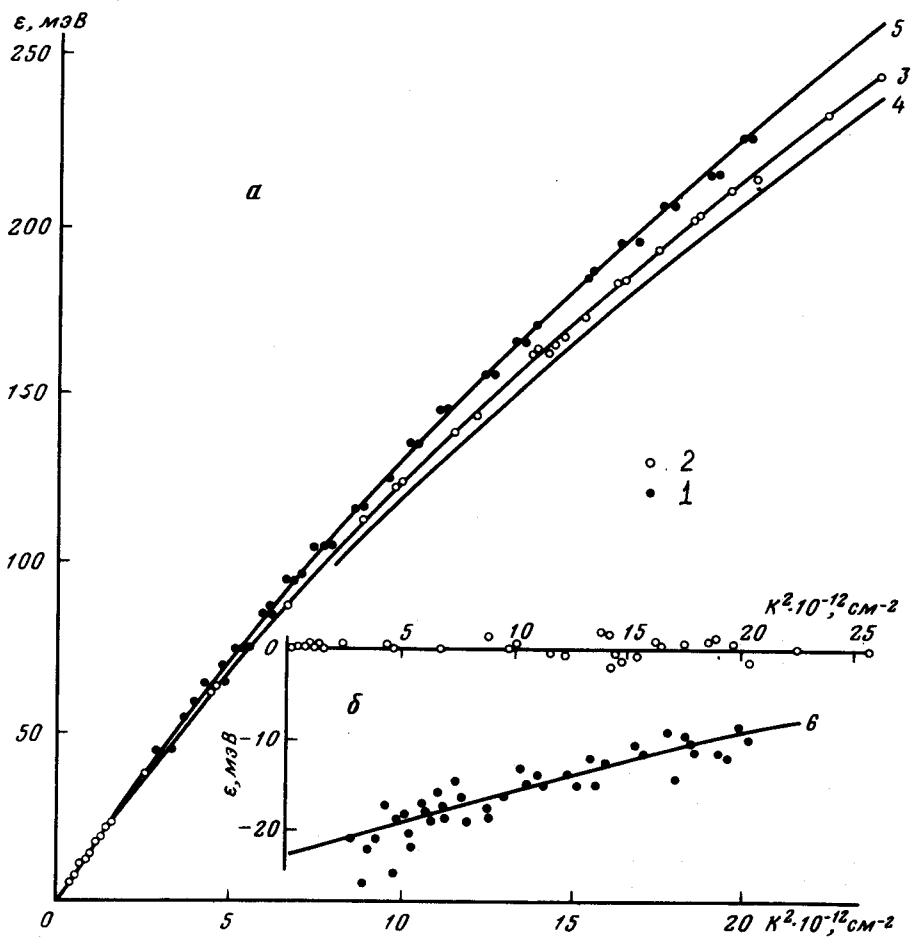


Рис.3. *a* – Зависимость $\epsilon(k^2)$ для образцов: 1 – $n = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 2 – $n = 2,1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Кривые 3 и 4 – кейновские законы дисперсии с параметрами: $\epsilon_g = 0,418 \text{ эВ}$, $\Delta = 0,38 \text{ эВ}$, $m_n = 0,0245 m_0$ и $m_n = 0,0255 m_0$, соответственно. *б* – Теоретическая зависимость $\epsilon(k^2)$ с учетом обменной энергии; *б* – отклонение энергии от кейновского закона, описывающего закон дисперсии слабо легированного материала, для тех же образцов. *б* – Зависимость, описываемая формулой (2)

Нам представляется, что использованный в работе метод может быть полезен при исследованиях особенностей энергетического спектра широкого класса материалов.

Авторы выражают благодарность Г.И.Харусу за полезное обсуждение.

Уральский
государственный университет
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию
14 февраля 1979 г.

Литература

[1] D.C.Tsui. Phys. Rev., B4, 4438, 1971; Phys. Rev., B8, 2657, 1973.

- [2] C.R. Pigeon, D.L. Mitchell, R.N. Brown. Phys. Rev., 154, 737, 1967.
- [3] А.В. Варфоломеев, Р.П. Сейсян, А.Л. Эфрос. Р.Н. Якимова. ФТП, 11, 1067, 1977.
- [4] C.R. Pigeon, S.H. Groves, J. Feinlieb. Solid State Comm., 5, 766, 1967.
- [5] В.Л. Бонч-Бруевич. Физика твердого тела. М., изд АН СССР, 1965.
-