Письма в ЖЭТФ, том 31, вып. 3, стр. 169 – 172 *5 февраля 1980 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТУННЕЛЬНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Л.П.Зверев, В.В.Кружаев, Г.М.Миньков, О.Э.Рут

Предложен метод определения эффективной массы в полупроводниках при энергиях, не равных энергии Ферми, по температурной зависимости амплитуды осцилляций туннельной проводимости в магнитном поле. Возможности метода продемонстрированы на примере n-InAs.

Традиционные методы измерения эффективной массы (m_e) носителей заряда в полупроводниках (осцилляции Шубникова – де Гааза, эффект Фарадея, магнитотермоэдс, циклотронный резонанс и др.) дают значение m_e либо при энергии, равной энергии Ферми (в вырожденном материале), либо вблизи дна зоны (в случае невырожденной статистики). Таким образом, для измерения эффективной массы при разных энергиях приходится использовать образцы с разной энергией Ферми, которая определяется концентрацией свободных носителей. При этом энергетическая зависимость $m_e(\epsilon)$ фактически подменяется концентрационной $m_e(n)$, и тем самым пренебрегается возможным изменением энергетического спектра с ростом легирования за счет межэлектронного и электрон-примесного взаимодействия.

Ранее [1] нами была продемонстрирована возможность использования туннельной спектроскопии в магнитном поле для экспериментального определения закона дисперсии $\epsilon(k^2)$ в полупроводниках. В настоящей работе показано, что исследование температурной зависимости амплитуды осцилляций туннельной проводимости в магнитном поле позволяет определить дифференциальную характеристику энергетического спектра – эффективную массу – при энергии, отличающейся от энергии Ферми на величину eV, где V – напряжение, приложенное к туннельному переходу, e – заряд электрона.

Туннельный ток в структуре металл – диэлектрик – полупроводник, энергетическая диаграмма которой приведена на рис. 1, определяется выражением [2]

$$I\,(V) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \rho_s(\epsilon)\, W[f(T, \epsilon) - f(T, \epsilon + eV)]d\epsilon, \tag{1}$$

где $\rho_s(\epsilon)$ – плотность состояний полупроводника, W – вероятность туннелирования, $f(T, \epsilon)$ – функция распределения Ферми – Дирака. В магнитном поле вследствие квантования движения носителей плотность состояний полупроводника осциллирует, что приводит к возникновению осцилляций туннельной проводимости [1]. Действительно из (1) следует

$$\sigma(V) = \frac{\partial I}{\partial V} \sim e \int\limits_{-\infty}^{\infty} \sum_n \rho_{sn}(\epsilon)\, W_n \frac{\partial f(T,\ \epsilon + eV)}{\partial \epsilon} d\epsilon, \qquad (2)$$

где n – номер уровня Ландау полупроводника. Поскольку выражение (2) по структуре аналогично выражению, описывающему осцилляции Шубникова – де Гааза [3] (под интегралом стоит произведение функции периодичной по энергии $(\sum\limits_n \rho_{sn} W_n)$ с периодом $\hbar\omega_c$ на производную от функции распределения $\frac{\partial f(T,\ \epsilon + eV)}{\partial \epsilon}$), то температурная зависимость амплитуды осцилляций туннельной проводимости имеет вид аналогичный [3]

$$A(T) \sim \frac{T}{\mathrm{sh}\left(\dfrac{2\pi^2 k_B T m_e(\epsilon_F + eV)c}{\hbar e H}\right)}, \qquad (3)$$

где k_B – постоянная Больцмана, c – скорость света в вакууме, H – напряженность магнитного поля.

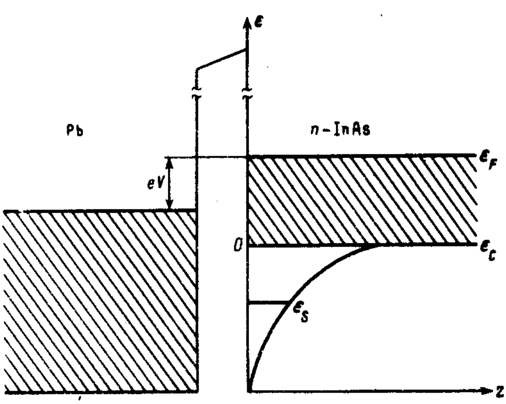

Рис. 1. Энергетическая диаграмма туннельного перехода при смещении $V > 0$ (знак смещения соответствует знаку потенциала на Pb электроде). ϵ_F – энергия Ферми полупроводника, ϵ_c – дно зоны проводимости, ϵ_s – дно зоны поверхностных электронов

В отличие от осцилляций Шубникова – де Гааза в (3) стоит эффективная масса при энергии $\epsilon_F + eV$, поэтому, измеряя температурную зависимость амплитуды осцилляций туннельной проводимости при разных напряжениях V, можно определить $m_e(\epsilon_F + eV)$, т. е. $m_e(\epsilon)$.

Наглядно сущность метода можно пояснить следующим образом. В эффекте Шубникова – де Гааза температурная зависимость амплитуды осцилляций проводимости возникает из-за того, что с ростом температуры размывается фермиевская ступенька функции распределения электронов в полупроводнике, которую по мере увеличения магнитного поля пересекают максимумы плотности состояний, связанные с уровнями Ландау. В этом случае в проводимость дают вклад электроны вблизи уровня Ферми полупроводника, и из формулы (3) определяется их масса, т. е. $m_e(\epsilon_F)$. В туннельной проводимости температурная зависимость амплитуды осцилляций возникает из-за размытия с ростом температуры фермиевской ступеньки распределения электронов в металле (см. рис. 1) и при фиксированном напряжении V вклад в дифференциальную проводимость туннельного контакта дают состояния в полупроводнике с энергией $\epsilon_F + eV$, поэтому из формулы (3) определяется масса именно при этой энергии.

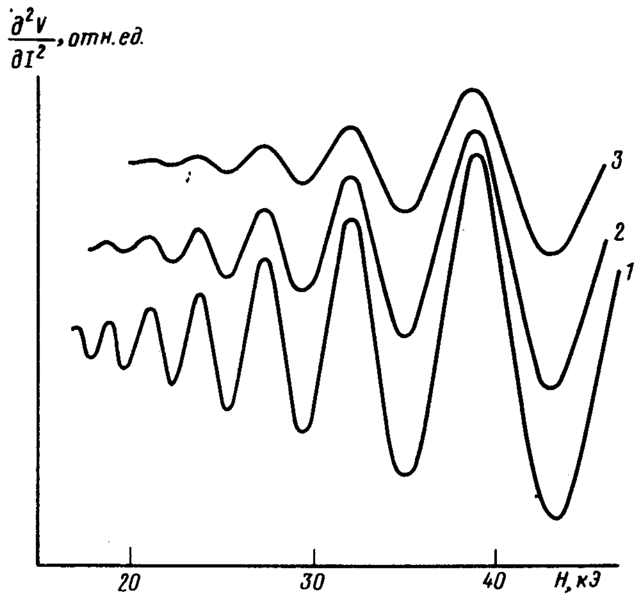

Рис. 2. Зависимость $\frac{\partial^2 V}{\partial I^2}(H)$ для образца с $n = 2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$ при напряжении $V = -30$ мВ. Температура, К: *1* – 4,2; *2* – 13,4; *3* – 19,1

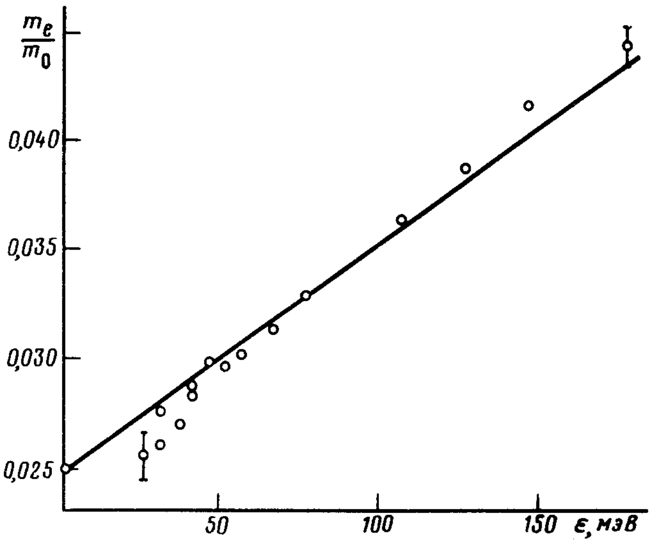

Рис. 3. Зависимость эффективной массы в n-InAs от энергии: точки п эксперимент для образца с $n = 2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, сплошная кривая – кейновский закон с параметрами: $m_n \doteq 0,0245\ m_0$, $\epsilon_g = 0,418$ эВ, $\Delta = 0,38$ эВ [1]

Измерения проведены в диапазоне температур 4,2 ÷ 30К на туннельных контактах Pb – окисел – n-InAs, изготовленных по методике, описанной в [4]. Для исключения влияния зон поверхностных электронов магнитное поле было направлено вдоль поверхности перехода ($I \perp H$). На рис. 2 приведены зависимости $\partial^2 V/\partial I^2$ от магнитного поля при постоянном напряжении V и различных температурах. Амплитуда осцилляций туннельной проводимости во всем исследованном интервале температур, магнитных полей (до 55 кЭ) и напряжений на туннельном переходе хорошо описывается выражением (3). Определенная с помощью (3) энергетическая зависимость эффективной массы приведена на рис. 3. Экспериментальные результаты в целом хорошо совпадают с кейновской зависимостью с параметрами: m_n (эффективная масса на дне зоны)= $= 0{,}0245\, m_0$, $\epsilon_g = 0{,}418$ эВ, Δ (спин-орбитальное расщепление) = 0,38 эВ [1].

На наш взгляд, предложенный метод может быть использован для исследования широкого класса полупроводников.

Уральский
государственный университет

Поступила в редакцию
17 декабря 1979 г.

Литература

[1] Л.П.Зверев, Г.М.Миньков, В.В.Кружаев. Письма в ЖЭТФ, 29, 402, 1979.

[2] D.C.Tsui. Phys. Rev., B12, 5739, 1975.

[3] И.М.Цидильковский. Электроны и дырки в полупроводниках. М., изд. Наука, 1972.

[4] D.C.Tsui. Phys. Rev., B4, 4438, 1971.