

ИЗМЕНЕНИЕ ТОПОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ ФЕРМИ В КРИСТАЛЛАХ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМ ДЛИННЫМ ПЕРИОДОМ И НЕКОТОРЫЕ СВЯЗАННЫЕ С ЭТИМ ЭФФЕКТЫ

Н. Б. Брандт, Э. Р. Иоон, С. М. Чудинов, Г. Д. Яковлев

1. В последнее время резко возрос интерес к монокристаллам со сверхрешеткой (системой тонких плоских слоев на расстоянии в несколько сот ангстрем). Это связано с возможностью наблюдения в таких системах отрицательной дифференциальной проводимости [1, 2], генерации и усиления электромагнитных волн [3], специфических оптических эффектов [4]. Подобного рода дополнительный длинный период λ можно создавать также с помощью гиперзвука. Из этих двух методов последний является более удобным, так как он позволяет менять в одном и том же кристалле не только величину периода λ , но и эффективность создаваемого им периодического потенциала.

В работе [5] показано, что для случая распространения в кристалле продольной гиперзвуковой волны с частотой $\nu \approx 10^{10}$ и энергетический спектр $\epsilon = \epsilon(p)$ электронов, движущихся в направлении волнового вектора q , разбивается на ряд чередующихся разрешенных и запрещенных подзон. Ширина разрешенной зоны $\Delta\epsilon$ определяется длиной волны λ гиперзвука, а ширина запрещенной зоны $\Delta\epsilon_g$ — его интенсивностью:

$$\Delta\epsilon_n \approx \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m_z^* \lambda^2} = \frac{\pi^2 \hbar^2 \nu^2 n^2}{2m_z^* c_{зв}^2}, \quad n = 1, 2, \dots; \quad q \parallel z \quad (1)$$

$$\Delta\epsilon_g \approx 2V_{эфф} = \sqrt{\frac{w}{c_z}} V_g \quad (2)$$

(n — номер разрешенной зоны, m_z^* — эффективная масса электрона в направлении оси z , $c_{зв}$ — скорость продольной гиперзвуковой волны в данном направлении, $V_{эфф}$ — эффективный потенциал, создаваемый гиперзвуком в кристалле, w — плотность энергии гиперзвука, c_z — диагональная компонента тензора упругости, V_g — деформационный потенциал данного вещества).

2. Мы хотим обратить внимание на то, что появление в кристаллах дополнительного длинного периода должно приводить также к изменению топологии поверхности Ферми и, как следствие этого, к новым интересным явлениям.

Рассмотрим для простоты закрытую электронную изоэнергетическую поверхность сферической формы. Ее сечение плоскостью $p_x = 0$ изображено на рис. 1. Дополнительный длиннопериодный потенциал в направлении оси z в кристалле приводит к появлению в пространстве

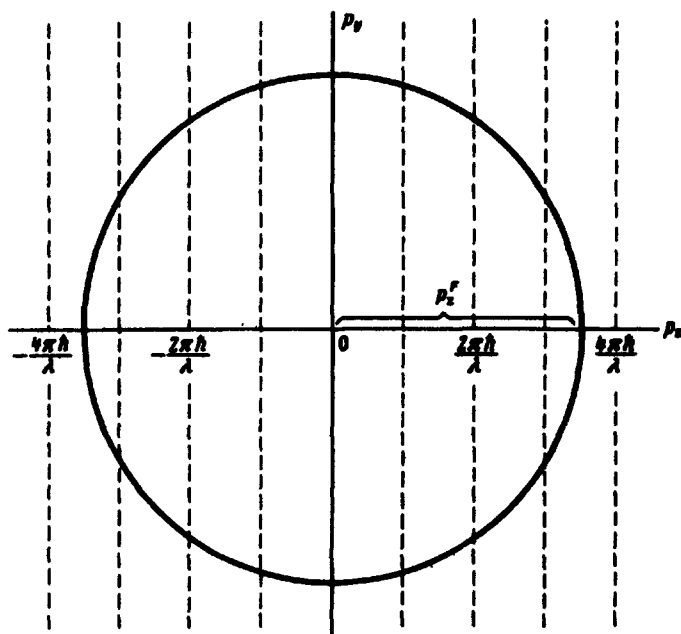


Рис. 1. Сечение закрытой электронной поверхности Ферми плоскостью $p_x = 0$. Пунктиром изображено семейство дополнительных плоскостей разрыва энергии, перпендикулярных направлению распространения гиперзвука

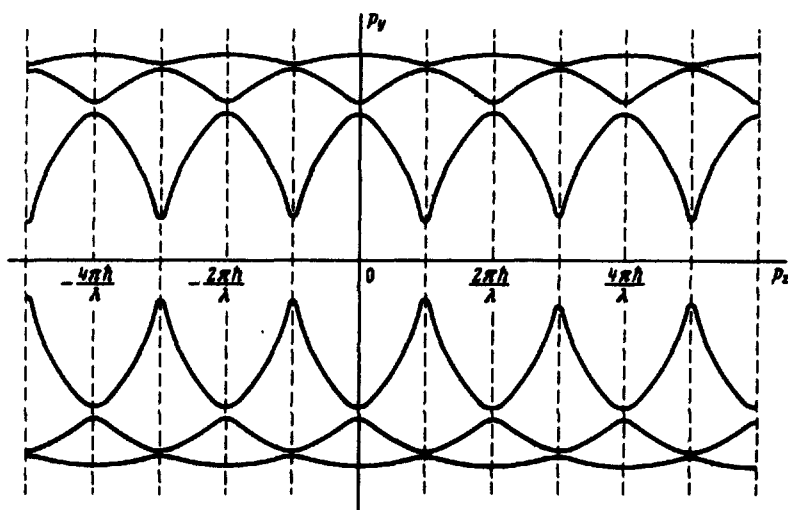


Рис. 2. Электронная изоэнергетическая поверхность кристалла с дополнительным длинным периодом, состоящая из системы соосных гофрированных цилиндров в подзонах 1, 2, 3 и закрытая чечевицеобразная поверхность в 4-й подзоне. (Частный случай, когда $3\pi\hbar/\lambda < p_z^F < 4\pi\hbar/\lambda$, λ – величина дополнительного длинного периода)

импульсов семейства дополнительных плоскостей разрыва энергии, перпендикулярных p_z . Так как энергия становится периодической функцией p_z :

$$\epsilon(p_z) = \epsilon\left(p_z \pm \frac{2\pi\hbar n}{\lambda}\right), \quad n = 1, 2, \dots \quad (3)$$

то для построения изоэнергетических поверхностей в подзонах можно воспользоваться следующим приемом. Построим аналогичные поверхности Ферми с центрами в эквивалентных точках $\pm 2\pi\hbar n/\lambda$, $n = 0, 1, 2, \dots$ на оси p_z . Учет конечной величины $\Delta\epsilon_g$ разрывов энергий на плоскостях $p_z = \pm \pi\hbar n/\lambda$ приводит к снятию вырождения на линиях пересечения, построенных указанным выше способом поверхностей. В результате возникнет система открытых изоэнергетических поверхностей типа соосных гофрированных цилиндров в подзонах 1, 2 и 3 и закрытая чечевицеобразная поверхность в 4-й подзоне – рис. 2.

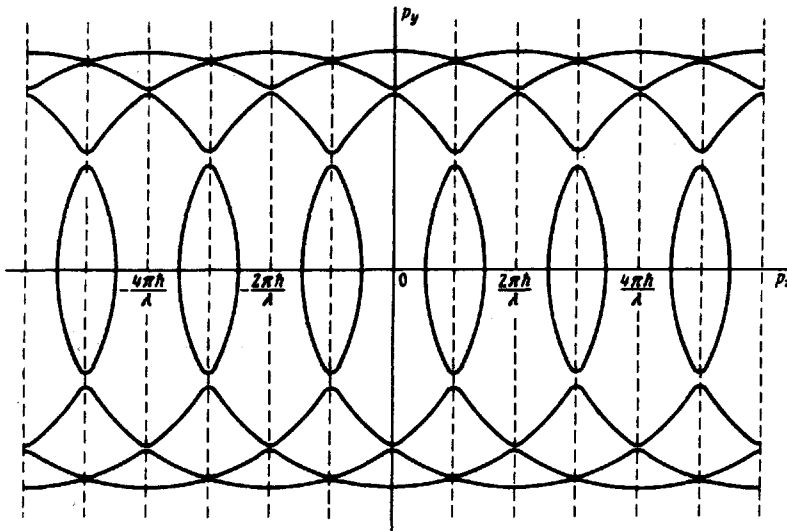


Рис. 3. Поверхность Ферми кристалла с дополнительным длинным периодом, состоящая только из системы соосных гофрированных цилиндров ($p_z^F \approx 3\pi\hbar/\lambda$)

При уменьшении периода λ расстояния между плоскостями, ограничивающими подзоны Бриллюэна, увеличиваются. При этом увеличивается глубина гофров у открытых поверхностей и уменьшается объем закрытой поверхности. При условии

$$\frac{\pi\hbar n}{\lambda} \approx p_z^F, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

(p_z^F – компонента фермиевского импульса) закрытые поверхности стягиваются в точку – рис. 3.

Очевидно, что проведенное рассмотрение справедливо для закрытых изоэнергетических поверхностей любой формы. Длинный период должен также изменять топологию открытых изоэнергетических поверхностей. Например, для исходной изоэнергетической поверхности типа гофрированного цилиндра дополнительный период в направлении, перпендикулярном открытости, приведет к преобразованию такой поверхности в систему гофрированных плоскостей.

3. Появление открытых изоэнергетических поверхностей должно привести к следующим новым эффектам: а) осцилляциям проводимости в направлении распространения звука при изменении длины волны. Период $\Delta(\lambda)$ этих осцилляций определяет экстремальный размер ρ_z^F поверхности Ферми в этом направлении: $\rho_z^F = \pi\hbar / \Delta(\lambda)$; б) качественному изменению гальваномагнитных свойств кристалла – переходу от насыщения магнитосопротивления к квадратичному росту в поле при $H \perp q$; в) магнитному пробою при $H = H_K$, сопровождающемуся резким уменьшением магнитосопротивления. Величина H_K определяется значением $\Delta\epsilon_g$ (т. е. интенсивностью звука). Магнитный пробой должен наблюдаться лишь при значениях $\lambda > \pi\hbar / \rho_z^F$; г) качественному изменению осцилляционных эффектов при различных ориентациях магнитного поля относительно направления распространения звука: появлению новых и исчезновению старых периодов в результате изменения топологии (при $H < H_K$) и в результате магнитного пробы (при $H > H_K$); д) возможности наблюдения неэкстремальных (при различных ρ_z) сечений S поверхности Ферми и получению зависимости S от ρ_z , а также, при определенных условиях, – зависимости ϵ от ρ_z ; е) возможности определения зависимости $\Delta\epsilon_g$ от величины эффективного потенциала.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
15 декабря 1971 г.

Литература

- [1] L.Esaki, R.Tsu. IBM J. Res. a. Dev., 14, 61, 1970.
- [2] P.A.Lebwohl, R.Tsu. J. Appl. Phys., 41, 2664, 1970.
- [3] Р.Ф.Казаринов, Р.А.Сурис. ФТП, 5, 797, 1971.
- [4] Р.Ф.Казаринов, Ю.В.Шмарцев. ФТП, 5, 800, 1971.
- [5] Л.В.Келдыш. ФТТ, 6, 2265, 1962.