

распределение электронной плотности вблизи дефектов приводит к уменьшению динамических коэффициентов связей атомов, а также к возрастанию параметра затухания. Модификация оптических свойств приповерхностного слоя InAs происходит и вблизи края поглощения, что отражается в спектрах фотолуминесценции.

Л и т е р а т у р а

- [1] Курбатов Л. Н., Стоянова И. Г., Трохимчук П. П., Трохин А. С. — ДАН СССР, 1983, т. 268, в. 3, с. 594—598.
- [2] Карпов С. Ю., Ковальчук Ю. В., Погорельский Ю. В. — ФТП, 1986, т. 20, в. 11, с. 1945—1968.
- [3] Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977. 366 с.
- [4] Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М., 1967. 482 с.
- [5] Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения типа A^3B^5) / Под ред. Р. Уиллардсона. М., 1970. 486 с.
- [6] Физико-химические методы обработки поверхности полупроводников / Под ред. Б. Д. Луфт. М., 1982. 136 с.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Получено 12.02.1988
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

ОБ АНОМАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ АМПЛИТУДЫ КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В КВАЗИДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Поляновский В. М.

В квазиклассических магнитных полях, когда заполнено большое число уровней Ландау ($\zeta \gg \omega_c$, ω_c — циклотронная частота, ζ — химический потенциал электронов, используется система единиц, где $\hbar=1$), осцилляции Шубникова—де-Гааза (ОШГ) в двумерных системах обладают существенной особенностью [1]. В отличие от трехмерного случая осциллирующая часть проводимости не содержит малого множителя $(\omega_c/\zeta)^{1/2}$. В трехмерных системах монотонная часть плотности состояний растет с ростом энергии ϵ как $\epsilon^{1/2}$, что и приводит к появлению множителя $(\omega_c/\zeta)^{1/2}$. В двумерных системах монотонная часть плотности состояний не зависит от ϵ и подобный множитель отсутствует, что значительно облегчает наблюдение ОШГ. В классически сильных магнитных полях ($\omega_c \tau \gg 1$, τ — время релаксации в отсутствие магнитного поля) столкновительное уширение уровней Ландау не дает существенного ограничения сверху на амплитуду ОШГ. Поэтому амплитуда ОШГ определяется в основном температурным размытием уровня Ферми, приводящим к появлению в осциллирующей части проводимости множителя $(2\pi^2 T/\omega_c) \text{sh}^{-1}(2\pi^2 T/\omega_c)$ (T — температура в энергетических единицах). Экспоненциальное убывание амплитуды ОШГ с ростом температуры является основным ограничением для наблюдения квантовых осцилляций магнитосопротивления в двумерных системах.

В настоящей работе показано, что последнее ограничение может быть снято при переходе от двумерных систем к квазидвумерным при заполнении не одной, а нескольких подзон размерного квантования. В квазидвумерных системах наряду с ОШГ появляются магнитомерные квантовые осцилляции (МРО) проводимости, амплитуда которых для вырожденного электронного газа не зависит от температуры в простой параболической модели закона дисперсии.

Как известно, ОШГ связаны с наличием особенностей плотности состояний вблизи уровней Ландау. Если заполнено несколько подзон размерного квантования, то каждой из них соответствуют своя система уровней Ландау. При изме-

нении магнитного поля уровни Ландау различных подзон периодически пересекают уровень Ферми, что и приводит к появлению различных серий ОШГ. МРО связаны с межподзонными переходами электронов в результате рассеяния. При изменении магнитного поля периодически становятся возможными резонансные изоэнергетические переходы электронов между уровнями Ландау различных размерных подзон. Резонансный характер таких переходов не связан с положением уровня Ферми, что и приводит к аномальной температурной зависимости амплитуды МРО.

Периоды осцилляций проводимости полупроводниковой пленки в квантующем магнитном поле при заполнении произвольного числа уровней размерного квантования были найдены в [2]. Однако в [2] не учитывались столкновительное уширение уровней Ландау и температурное размытие уровня Ферми, что не позволило получить никакой информации об амплитуде осцилляций. В силу дискретности спектра максимумы проводимости имели δ -образный характер.

Конкретные расчеты поперечной проводимости квазидвумерной системы проведем для простой параболической модели закона дисперсии электронов. Спектр электрона в перпендикулярном плоскости системы магнитном поле H имеет дискретный характер: $\varepsilon_{Nn} = (N + 1/2)\omega_c + \varepsilon_n$, где $\omega_c = (m_{\perp} a_H^2)^{-1}$, $a_H = \sqrt{c/eH}$ — магнитная длина, $\varepsilon_n = n^2 \pi^2 / 2m_{\parallel} d^2$ — уровни размерного квантования, d — ширина потенциальной ямы, m_{\parallel} и m_{\perp} — эффективные массы вдоль и поперек магнитного поля, $N=0, 1, \dots, n=1, 2, \dots$. Далее ограничимся случаем упругого рассеяния электронов на короткодействующем потенциале, когда эффективный радиус экранирования гораздо меньше как магнитной длины, так и ширины потенциальной ямы. В сделанных предположениях для проводимости в плоскости системы запишем [1, 3]

$$\sigma_{\perp} = \frac{\pi e^2 N_i |V_0|^2}{d^2 a_H^2} \sum_{N, N'=0}^{\infty} \sum_{n, n'=1}^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\varepsilon \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) (N + N' + 1) \left(1 + \frac{1}{2} \delta_{n, n'} \right) g_{nN}^{\uparrow}(\varepsilon) g_{n'N'}(\varepsilon). \quad (1)$$

Здесь V_0 — фурье-компонента рассеивающего потенциала, N_i — концентрация рассеивателей, $f_0(\varepsilon) = \left(e^{\frac{\varepsilon - \zeta}{T}} + 1 \right)^{-1}$ — функция распределения электронов, $g_{nN}(\varepsilon) = \pi^{-1} \Gamma_{nN} / [\Gamma_{nN}^2 + (\varepsilon - \varepsilon_{Nn})^2]$ — плотность состояний на дискретном уровне, $\Gamma_{nN} = \sqrt{\frac{2}{\pi} \frac{\omega_c}{\tau}}$ — ширина уровня Ландау, которая для короткодействующего потенциала не зависит от номера уровня [1, 3]. При записи (1) ширина уровней Ландау считалась достаточно малой, так что $\Gamma \ll \omega_c \ll T$. В противном случае температурное размытие уровня Ферми не оказывает существенного влияния на амплитуду квантовых осцилляций.

Имея в виду реальную ситуацию, когда заполнены лишь две подзоны размерного квантования ($n=1, 2$), проведем в (1) суммирование по формуле Пуассона. При этом будем считать, что электронный газ вырожден и заполнено большое число уровней Ландау в обеих размерных подзонах ($\zeta - \varepsilon_{1, 2} \gg T \gg \omega_c$). В результате получим $\sigma_{\perp} = \sigma_{\text{мон}} + \sigma_{\text{ОШГ}}^{\uparrow} + \sigma_{\text{ОШГ}}^{\downarrow} + \sigma_{\text{МРО}}^{\uparrow}$. Здесь $\sigma_{\text{мон}}$ — монотонная составляющая проводимости, $\sigma_{\text{ОШГ}}^{\uparrow}$ описывают внутри- и межподзонные переходы, приводящие к хорошо известным ОШГ [1, 3]. Двум размерным подзонам соответствуют две серии ОШГ с периодами $\Delta_{\text{ОШГ}}^{\uparrow} (1/H) = e/cm_{\perp} (\zeta - \varepsilon_{1, 2})$, амплитуда которых убывает с ростом температуры $\sim (2\pi^2 T / \omega_c) \exp(-2\pi^2 T / \omega_c)$. Последнее слагаемое описывает межподзонные переходы, приводящие к МРО. В сделанных предположениях

$$\sigma_{\text{МРО}}^{\uparrow} = \frac{\sigma_{\text{мон}}}{1 + 3 \operatorname{cth} \left(\frac{2\pi\Gamma}{\omega_c} \right)} \left[\frac{\operatorname{sh} \left(\frac{4\pi\Gamma}{\omega_c} \right)}{\operatorname{ch} \left(\frac{4\pi\Gamma}{\omega_c} \right) - \cos \left(2\pi \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\omega_c} \right)} - 1 \right]. \quad (2)$$

Согласно (2), относительная амплитуда МРО порядка единицы и не зависит от температуры. Период МРО $\Delta_{\text{МРО}} (1/H) = e/cm_{\perp} (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)$ определяется расстоянием между уровнями размерного квантования. Амплитуда МРО в рассматриваемой ситуации экспоненциально велика по сравнению с амплитудой

ОШГ. Максимумы МРО имеют место при совпадении расстояния между уровнями Ландау и уровнями размерного квантования.

Физическая причина аномальной температурной зависимости амплитуды МРО состоит в следующем. Скорость температурного затухания квантовых осцилляций определяется частотой осцилляций плотности состояний в магнитном поле как функции энергии. С ростом температуры среднее значение осциллирующей части плотности состояний на интервале температурного размытия уровня Ферми резко падает, а амплитуда ОШГ экспоненциально убывает. ОШГ связаны с переходами электронов из (в) особенности плотности состояний, т. е. ОШГ определяются наложением монотонной и осциллирующей составляющих плотности состояний. Частота осцилляций последней велика, и ОШГ быстро затухают с ростом температуры. В отличие от ОШГ МРО связаны с переходами электронов между особенностями плотности состояний, т. е. определяются наложением осциллирующих частей плотности состояний различных размерных подзон. Осцилляции плотности состояний от разных подзон гасят друг друга, и скорость температурного затухания амплитуды МРО резко падает.

В заключение заметим, что попытки определения эффективной массы из температурной зависимости амплитуды квантовых осцилляций в инверсионных слоях на кремнии приводят к противоречиям [4, 5]. Результаты настоящей работы позволяют связать аномальное поведение температурной зависимости амплитуды квантовых осцилляций с заполнением второй подзоны размерного квантования и соответственно с проявлением МРО в указанных экспериментах.

Л и т е р а т у р а

- [1] Ando T., Fowler A. B., Stern F. — Rev. Mod. Phys., 1982, v. 54, N 2, p. 437—672; Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М., 1985. 416 с.
- [2] Романов А. А., Магарилл Л. И., Сардарян В. С. — ФТП, 1970, т. 4, в. 7, с. 1262—1266.
- [3] Магарилл Л. И., Романов А. А. — ФТТ, 1971, т. 13, в. 4, с. 993—996.
- [4] Fang F. F., Fowler A. B., Hartstein A. — Phys. Rev. (B), 1977, v. 16, N 10, p. 4446—4454.
- [5] Fang F. F., Fowler A. B., Hartstein A. — Surf. Sci., 1978, v. 73, p. 269—271.

Запорожский машиностроительный институт
им. В. Я. Чубаря

Получено 12.02.1988
Принято к печати 26.07.1988

ФТП, том 22, вып. 12, 1988

ИССЛЕДОВАНИЯ ЭКСИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs—GaAlAs С ПИКОСЕКУНДНЫМ ВРЕМЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

Вайнерт Х., Латинис В., Юршенас С., Балтрамеюнас Р.

В настоящее время широко исследуется динамика квазидвумерных фотовозбужденных носителей заряда в полупроводниковых сверхрешетках (СР). Известно, что при низких температурах и в случае малых уровней фотовозбуждения оптические свойства нелегированных GaAs—GaAlAs СР определяются рекомбинацией свободных экситонов (см., например, [1]). В некоторых исследованиях наряду с изучением процессов релаксации энергии фотовозбужденных носителей, их термализации и эффектов горячей люминесценции [2, 3] значительное внимание уделяется экранированию квазидвумерных экситонов электрон-дырочной плазмой (ЭДП) высокой плотности [4, 5] и эффектам самоэкранирования [6]. Причем в данных работах эксперименты проводились преимущественно методами абсорбционной спектроскопии с разрешением во времени.

В данной работе на основе анализа спектрально-временных характеристик люминесценции СР GaAs—GaAlAs при разных уровнях фотовозбуждения про-