Резонансный фотоотклик плавного потенциального барьера

Д.М. Казанцев^{1,2}, В.А. Ткаченко^{1,2}, В.Л. Альперович^{1,2}

¹ Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск

тел: +7 (383)330-98-74, эл. почта: alper@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2021-74

В работах [1-3] обнаружен и исследован эффект гигантского фотоотклика квантового точечного контакта (КТК) с плавным потенциалом в туннельном режиме при облучении терагерцовым излучением с энергией кванта около $\hbar\omega_0 = 2.85$ мэВ, близкой к разности между вершиной потенциального барьера и энергией Ферми $\hbar\omega_0 \approx U_0 - E_F$ (рис. 1а). Эффект объяснен надбарьерным фотон-стимулированным транспортом (ФСТ) электронов, обусловленным поглощением фотонов. Однако обнаруженное в [1] исчезновение фотоотклика для большей энергии квантов $\hbar\omega_1 = 6.74$ мэВ, хотя и согласуется с результатами численного расчёта [2], не получило ясного качественного объяснения. В данной работе предлагается такое объяснение, основанное на квазиклассических соображениях о сохранении импульса при ФСТ.

Для наноструктур с квантовыми уровнями или квазиуровнями, резонансы ФСТ проявляются, как правило, в виде фотонных реплик резонансов в транспорте электронов в отсутствие излучения. В КТК с одиночным плавным барьером, в котором нет резких скачков потенциала, уровней или квазиуровней, такие реплики наблюдаться не могут. Тем не менее, в фотоотклике такого КТК может наблюдаться спектральный резонанс при переходе электронов к вершине барьера. Причина резонанса проиллюстрирована на диаграмме энергия-квазиимпульс (рис. 1б), где показаны законы дисперсии электронов вблизи точки остановки и вблизи вершины барьера, а также оптические переходы с энергиями фотонов $\hbar\omega_0$ и $\hbar\omega_1$. Видно, что для "резонансной" энергии фотонов $\hbar\omega_0 \approx U_0 - E_F$ оптический переход со дна нижней на дно верхней параболы является вертикальным и не требует дополнительного рассеяния по импульсу, поэтому вероятность такого перехода велика. Напротив, при $\hbar\omega_1 > \hbar\omega_0$, переход в состояние с большой кинетической энергией электрона над вершиной барьера требует одновременного рассеяния по импульсу (штриховая горизонтальная стрелка), поэтому вероятность такого перехода мала в силу малости вероятности приобретения большого импульса при прохождении плавного барьера. В результате, вероятность ФСТ достигает максимума при $\hbar\omega = \hbar\omega_0$ и уменьшается при дальнейшем увеличении $\hbar\omega$.

Рис. 1. Иллюстрация ФСТ на зависимостях энергия-координата (а) и энергия-квазиимпульс (б).

изменении положения уровня Ферми. Проведён расчет спектров ФСТ КТК на основе теории возмущений, с использованием волновых функций электронов для плавного барьера, приведенных в [4]. Аналогичные резонансные спектральные особенности можно ожидать в фотоотклике других наноструктур, а также в фотоэмиссии электронов из металлов и сильнолегированных полупроводников n -типа в вакуум.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 20-02-00355.

Литература

- [1] M. Otteneder et al. // Phys. Rev. Applied. 2018. V.10. 0140157.
- [2] О.А. Ткаченко и др. // Письма ЖЭТФ. 2018. V.108. P.422.
- [3] В.А. Ткаченко и др. // Письма ЖЭТФ. 2021. V.113. P.328.
- [4] Л.Д. Ландау, И.М. Лифшиц, Теоретическая физика. Т.3, с.105. М.: Наука, 1989.