

01;06
©1993

О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ НАНОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ МЕЗОСКОПИЧЕСКУЮ ЗОННУЮ ПЛАСТИНКУ ФРЕНЕЛЯ

С.Л. Попова

Развитие микроэлектронной техники в последнее время дало возможность конструировать электронные устройства, размеры которых меньше, чем средняя длина свободного пробега электрона. Такие устройства обычно называют мезоскопическими. Для описания транспортных свойств конструкций оказывается удобным использовать технику расчета параметров распространяющихся волн в волноводах [1]. Этот подход позволил изучить (и даже предсказать) многие интересные явления в наноструктурах [2,3]. Следует отметить, что задача распространения волн в системе резонаторов и волноводов сама по себе сложна и обычно не допускает решения в аналитической форме. Поэтому чрезвычайно полезным представляется создание простых явно-решаемых моделей для таких процессов. Для систем резонаторов и волноводов, связанных через малые отверстия или узкие щели, такая модель существует (так называемая модель щелей нулевой ширины) и базируется на теории самосопряженных расширений операторов [4-6]. Этот подход аналогичен известному методу потенциалов нулевого радиуса в квантовой механике [7]. Идея состоит в том, чтобы заменить малое отверстие точечным таким образом, чтобы решение модельной задачи совпадало с главным членом асимптотики по радиусу отверстия решения соответствующей "реальной" задачи. Теория расширений операторов позволяет получить корректную математическую модель. Этот подход может быть использован и при описании квантовых волноводов [8]. В частности, в [8] показано, что система двух полубесконечных волноводов, связанных через малые отверстия с одним резонатором, может служить фильтром электронов по энергиям (а именно, отбираться будут электроны с энергиями, равными собственным значениям данного квантового резонатора). Это свойство будет использовано в следующем мезоскопическом устройстве.

Рассмотрим двумерную наноструктуру, показанную на рис. 1. Система из волновода Ω_1 и резонатора Ω_2 отбирает

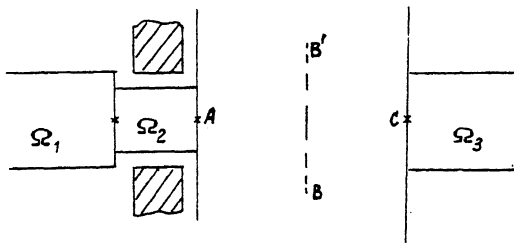


Рис. 1. Схема конструкции. Ω_1, Ω_3 — квантовые волноводы, Ω_2 — квантовый резонатор с изменяемой шириной, BB' — зонная пластинка Френеля. Крестиками указаны малые (в модели — точечные) отверстия связи.

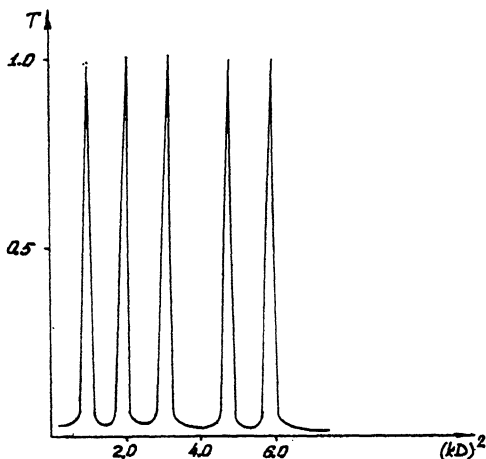


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения T в системе “волновод-резонатор” от энергии k^2 (k — волновое число) электрона. Используется безразмерный параметр $k^2 D^2$ (D — ширина волновода Ω_1).

электроны с фиксированным волновым числом (мы предполагаем, что исходное распределение электронов по энергиям в Ω_1 таково, что только одно собственное значение Ω_2 “может быть отобрано”), то есть мы имеем круговую электронную волну с фиксированным волновым числом, исходящую из малого (в модели — точечного) отверстия A . Зависимость коэффициента прохождения T от волнового числа k электрона показана на рис. 2, BB' на рис. 1 есть зонная пластинка Френеля, которая действует аналогично оптической пластинке. Радиус n -й зоны Френеля находится по формуле

$$r_n = \sqrt{na_1 a_2 (a_1 + a_2)^{-1} \lambda},$$

где a_1, a_2 — расстояния между пластинкой и точками A и C соответственно, $n = 1, 2, \dots$, λ — дебройлевская длина волны электрона. Если пластинка закрывает четные зоны Френеля, мы получаем удвоенную амплитуду около точки C по сравнению со случаем отсутствия пластинки. Если пластинка закрывает по половине каждой из зон, то мы имеем очень малую интенсивность (около нуля) в окрестности точки C . Соответствующая связь будет также и с амплитудой волны, индуцированной в волноводе Ω_3 . Описанный эффект можно использовать для конструирования различных мезоскопических устройств, например, наноэлектронного модулятора. Известно, что ширина резонатора Ω_2 может варьироваться с помощью изменения напряжения U , прикладываемого к соответствующему участку квантового волновода. Следовательно, изменение U приведет к изменению собственных значений Ω_2 , а значит и к изменению дебройлевской длины волны селектируемых электронов. Это вызывает изменение зон Френеля и, как результат, изменение амплитуды индуцированной электронной волны в Ω_3 .

Список литературы

- [1] *Sols F.* // Ann. Phys. 1992. V. 214. N 2. P. 386–438.
- [2] *Van Wees B.J., Van Houten H., Beenakker C.W.J., Williamson J.G., Kouwenhoven L.P., Van der Marel D., Foxon C.T.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 9. P. 848–850.
- [3] *Sols F., Macucci M., Ravaioli U., Hess K.* // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N 4. P. 350–352.
- [4] *Popov I.Yu.* // Lect. Notes Phys. 1989. V. 324. P. 218–229.
- [5] *Popov I.Yu.* // J. Math. Phys. 1992. V. 33. N 5. P. 1685–1689.
- [6] *Popov I.Yu.* // J. Math. Phys. 1992. V. 33. N 11. P. 3794–3801.
- [7] *Демков Ю.Н., Островский В.Н.* Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике. Л.: ЛГУ, 1975. 240 с.
- [8] *Popov I.Yu., Porova S.L.* // Phys. Lett. A. 1993. V. 173. P. 484–488.

Институт
точной механики и оптики,
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
26 апреля 1993 г.