

[6] Калинин В.П., Маненков А.А., Михайлова Н.Г. и др. - Микроэлектроника, 1986, т. 15, в. 6, с. 528-531.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР, Новосибирск

Поступило в Редакцию
11 августа 1987 г.
В окончательной редакции
9 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 9

12 мая 1988 г.

СОПРОТИВЛЕНИЕ СИСТЕМ ХОЛЛОВСКИХ ПРОВОДНИКОВ

Ф.О. Александров, Е.Л. Альтшулер,
Н.Н. Трунов

В [1] были впервые выполнены измерения квантового эффекта Холла на двухзатворной МДП-структуре. Фактически она образует систему различных холловских проводников, образованных частями структуры, находящимися на различных номерах плато холловского сопротивления. Такие структуры интересны как своей электродинамикой, так и с прикладной точки зрения.

Ниже развит метод расчета граничного потенциала и квантованного сопротивления таких структур, обобщающий подход [2] на случай систем холловских проводников.

Показано, что скачок потенциала на границах двух последовательно соединенных холловских проводников следует из теории (а не является эмпирическим параметром, как предполагалось в [1]). Ситуация полностью описывается локальным тензором проводимости (в отличие от гипотезы [1] о необходимости нелокального описания).

Скачок электрического потенциала на границе двух образцов равен разности химических потенциалов этих образцов. Так как в данном случае граница проходит между одинаковыми структурами, скачок потенциала на границе равен нулю. Это и есть основное граничное условие. Теперь покажем, что следствием этого условия является то, что касательная составляющая напряженности равна нулю.

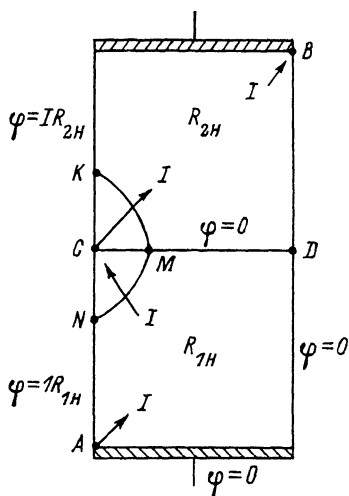
Как показано в [3], разность потенциалов на концах незамкнутого контура АВ в холловском режиме ($\sigma_{11} = 0$, $\sigma_{12} = h/4\pi e^2$)

$$\Delta\varphi_{AB} = I_{AB} R_H,$$

где I_{AB} - ток, протекающий через контур, $R_H = 1/\sigma_{12}$ - холловское сопротивление образца.

Таким образом, на границе имеем

Рис. 1. Последовательное соединение двух холловских проводников.



$$\begin{aligned} \Delta \varphi_{AB} &= I_{AB} R_{H1}, \\ \Delta \varphi_{A'B'} &= I_{A'B'} R_{H2}, \end{aligned} \quad (1)$$

где AB и $A'B'$ контуры по разную сторону границы, т.к. $\varphi_A = \varphi_{A'}$, $\varphi_B = \varphi_{B'}$, $I_{AB} = I_{A'B'}$ из (1) следует $I_{AB} = 0$ при $R_{H1} \neq R_{H2}$. В холловском случае плотности тока, перпендикулярного границе, есть $j_n = \sigma_H E_T$, где E_T — касательная составляющая напряженности на границе, т.к. $j_n = 0$, то и E_T равна нулю. Таким образом, граница двух холловских

проводников очень похожа на границу холловского проводника и металла, рассмотренную в [2-4]. Поэтому ток, как и на границе с металлом, может втекать и вытекать лишь в тех точках границы, где напряженность электрического поля имеет особенность, которая может появиться лишь на концах границ.

Для примера рассмотрим распределение токов и потенциалов для последовательно и параллельно соединенных холловских проводников.

Для двух последовательно соединенных холловских проводников подозрительными точками на появление особенностей являются точки C и D (рис. 1). Примем для определенности направление приложенного напряжения магнитного поля таким, что ток в образец втекает через точку A и вытекает из точки B (подробнее об этом см. [2-4, 6]), а также $R_{H1} < R_{H2}$.

Тогда при протекании тока I через точку D мощность, выделяющаяся в ее окрестности, была бы отрицательной ($W_D = I^2 \frac{R_{H1} - R_{H2}}{2}$)

[3]), что противоречит закону сохранения энергии. Следовательно, особенность напряженности электрического поля может быть лишь в точке C и ток также протекает через малую окрестность этой точки.

Скачок потенциала в точке C можно найти, вычислив разность потенциалов на концах контуров MN и MK (рис. 2)

$$\varphi_N = IR_{H1} + \varphi_M,$$

$$\varphi_K = IR_{H2} + \varphi_M,$$

$$\Delta \varphi_C = \varphi_K - \varphi_N = I(R_{H2} - R_{H1}),$$

как и было измерено в [1].

Рис. 2. Параллельное соединение двух холловских проводников.

Распределение потенциала на границах двух последовательно соединенных холловских проводников с учетом скачков на концах электродов [2-4] показано на рис. 1. Видно, что омическое сопротивление системы равно R_{H_2} - большому сопротивлению, как и указывалось в [1].

Рассмотрим теперь параллельное соединение двух различных холловских проводников (рис. 2).

Для определенности примем, что ток втекает в образец через точку А и $R_{H_1} < R_{H_2}$.

Особенность напряженности может существовать в точках С и D. Из условия эквипотенциальности электродов можно получить следующие соотношения для токов, протекающих в окрестности этих точек (рис. 2):

$$I_1 R_{H_1} = I_2 R_{H_2},$$

$$I_1' R_{H_1} = I_2' R_{H_2}.$$

При этом диссипирующая мощность в окрестности точки D:

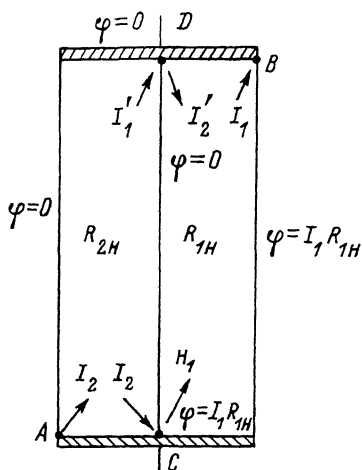
$$W_D = I_2'^2 \frac{R_{H_2}}{2} - I_1'^2 \frac{R_{H_2}}{2} < 0.$$

Поэтому $I_1' = I_2' = 0$, $I_1 = I$.

Распределение потенциала и токов для системы двух параллельных холловских проводников указано на рис. 2. Общее их сопротивление равно R_{H_1} - меньшему из сопротивлений, как и указывалось в [1].

Л и т е р а т у р а

- [1] Беркут А.Б. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, в. 5, с. 252-254.
- [2] Альтшулер Е.Л., Трунов Н.Н. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 3, с. 99-100.
- [3] Усов Н.А., Улинич Ф.Р. - Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, в. 7, с. 306-308.



- [4] Альтшулер Е.Л., Трунов Н.Н. - Измерительная техника, 1986, № 9, с. 4-6.
- [5] Rendell R.W., Girvin S.H. - Phys. Rev., VB29, N 10, p. 61119-61122.
- [6] Mac Donald A.H., Rice T.T., Brinkman W.F. - Phys. Rev., VS 28, N 6, p. 3648-3650.

Поступило в Редакцию
26 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 9.

12 мая 1988 г.

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ СВЕТОДИОДЫ НА ОСНОВЕ
 $GaInAsSb$ ($\lambda = 2.2$ мкм, $\eta = 4\%$, $T = 300$ К)

А. Андаспаева, А.Н. Баранов,
А. Гусейнов, А.Н. Именков,
Л.М. Литвак, Г.М. Филаретова,
Ю.П. Яковлев

1. Спектральный диапазон длин волн 2-2.5 мкм перспективен для волоконно-оптических линий связи третьего поколения, а также для целей влагометрии и газового анализа. Среди соединений A^3B^5 наибольший интерес для создания высокоэффективных светодиодов в указанном спектральном диапазоне представляют многокомпонентные твердые растворы $GaInAsSb$, изопериодные к подложке $GaSb$. Эти твердые растворы были успешно использованы как для создания лазеров [1-3], так и фотоприемников [4], работающих при комнатной температуре.

Первая работа по светодиодам на основе $GaInAsSb$ была выполнена авторами [5]. В качестве активной излучающей области использовался p - $GaInAsSb$, а в качестве широкозонного эмиттера - n - $GaSb$. В таких светодиодах был достигнут максимальный квантовый выход $\eta = 1-1.5\%$ и получено быстроедействие $\sim 10^{-7}$ с.

В данной работе рассматриваются электролюминесцентные свойства светодиодов в указанном спектральном диапазоне с существенно большими квантовым выходом и быстроедействием.