

ГРАНИЧНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА И КВАНТОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУР В ХОЛЛОВСКОМ РЕЖИМЕ

Е.Л.Альтшулер, Н.Н.Трунов

На основе анализа граничных условий для идеального холловского проводника показано, что его сопротивление независимо от формы совпадает с холловским. Получены поправки на неидеальность.

В работах ^{1,2} с высокой точностью наблюдалось совпадение сопротивления двумерных структур R_{SD} с квантованным холловским сопротивлением $R_H = h/ne^2$, где h – постоянная Планка, e – заряд электрона, $n = 1, 2, 3 \dots$, в холловском режиме (продольная проводимость $\sigma_{\parallel} = 0$). В работе ³ было дано объяснение этого явления для случая точечных токоподводящих контактов (при отсутствии эффектов закоротки).

В работе ⁴ непосредственным расчетом полей показано, что энергия, диссипирующая на каждом из электродов $W = I^2 R/2$ и тем самым делался вывод о квантовании сопротивления токоподводящих контактов. Однако в идеальном холловском проводнике ($\sigma_{\parallel} = 0$) на одном из концов электрода (именно на нем просчитывалась диссипация энергии) плотность тока имеет особенность, что, вообще говоря, приводит к разрушению холловского режима (см., например, ⁵) и тем самым к изменению конфигурации полей. Кроме того методы ³ и ⁴ не дают возможности оценить разности $(R_{SD} - R_H)$, возникающую вследствие неидеальности холловского проводника ($\sigma_{\parallel} \neq 0$).

Ниже, на основе анализа граничных условий для идеального холловского проводника (ИХП), будет показано, что сопротивление ИХП независимо от его размеров и формы совпадает с холловским сопротивлением. Для неидеального режима найдено отличие R_{SD} от холловского (измеренного между холловскими электродами) для прямоугольного образца.

Рассмотрим ИХП (рис. 1). AD и BC – свободные границы, AB и CD – электроды. На свободных границах нормальная составляющая плотности тока равна нулю, следовательно $\sigma_{\parallel} E_n + \sigma_H E_t = 0$, и так как $\sigma_{\parallel} = 0$, то $E_t = 0$ (E_n и E_t – нормальная и тангенциальная составляющие напряженности, $\sigma_H = R_H^{-1}$ – холловская проводимость). Таким образом, в идеальном режиме отрезки AD и BC эквипотенциальны.

Электроды AB и CD также очевидно эквипотенциальны. Таким образом, участки AC и CA – эквипотенциальны (распределение электрических полей на границе приводится на рис. 1). В точках A и C существует особенность электрического поля, соответствующая разности потенциалов на электродах (реально в окрестности этих точек вследствие большой плотности тока разрушается холловский режим, что, однако, не сказывается на дальнейших рассуждениях).

Таким образом, разность потенциалов на электродах V равна разности потенциалов на свободных границах V_H и следовательно:

$$R_{SD} = V/I = V_H/I = R_H.$$

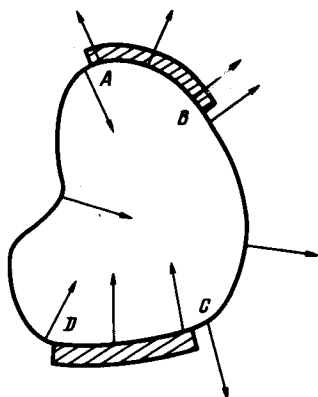


Рис. 1

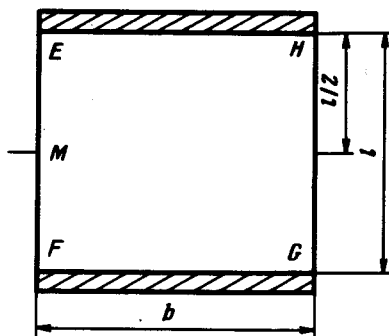


Рис. 2

Рис. 1. Образец произвольной формы с контактами AB и CD . Стрелками показано направление электрического поля на границе образца

Рис. 2. Образец прямоугольной формы с контактами по сторонам EH и FG . Холловские контакты — в точках M и N

Рассмотрим теперь холловский проводник прямоугольной формы (рис. 2). На границах EF и GH тангенциальная составляющая напряженности E равна (см. ⁶):

$$E_t = \frac{V_H}{b} \left(\operatorname{tg} \frac{\pi y}{2l} \right)^{\pm 2\delta/\pi} e^{\pm h(y)}, \quad \begin{pmatrix} +EF \\ -GH \end{pmatrix}$$

$$h(y) = \sum_{n=0}^{\infty} 1 - \operatorname{th} \left[\frac{(2n+1)\pi b}{l} \right] \cos \frac{(2n+1)\pi y}{l},$$

где $\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma_{\parallel}}{\sigma_H}$, V_H — разность потенциалов на холловских контактах. M и N . Вводя $\eta = y/l$, имеем

разность потенциалов между точками F, M и N, H :

$$\Delta\varphi_{FM} = \Delta\varphi_{NH} = \frac{l}{b} \cos \delta \int_0^{\pi/2} (\operatorname{tg} \eta)^{2\delta/\pi} e^{-h(y)} d\eta.$$

Падение напряжения на образце $V = V_H + 2\Delta\varphi_{FM}$.

Для не слишком узких образцов $\pi b/l > 1$, так что $h \approx 0$. Тогда, вычисляя $\Delta\varphi_{FM}$ ⁵ в первом порядке по $\cos \delta$, имеем

$$R_{SD} = (V_H + 2\Delta\varphi)/I = R_H \left[1 + \cos \delta \left(\frac{l}{b} \ln 2 \right) \right].$$

Отметим, что при вычислении интеграла точки E и G , в которых E имеет особенность, — не входят в область интегрирования. На основе проведенных выше утверждений легко произвести расчеты схем, в состав которых входят холловские и обычные проводники (см., например, ^{1, 2}).

Авторы благодарны Б.Л.Альтшулеру и А.Г.Аронову за полезные обсуждения.

Литература

1. Fang F.F., Stiles P.J. Phys. Rev., 1984, B29, 3749.
2. Powell T.G., Dean C.C., Pepper M. J. Phys. C, 1984, 17, L359.
3. Fang F.F. Phys. Rev., 1983, 27, 6487.
4. Усов Н.А., Улинич Ф.Р. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 306.
5. P. Streda, K. von Klitzing. J. Phys. C, 1984, 17, L483.
6. Rendell R.W., Girvin S.M. Phys. Rev., 1981, B23, 6610.