

# Эффект Холла для проводников и диэлектриков. Квантовый эффект Холла



Выполнила: Гущина Екатерина  
Студент 4 курса  
Группы 23Ф181



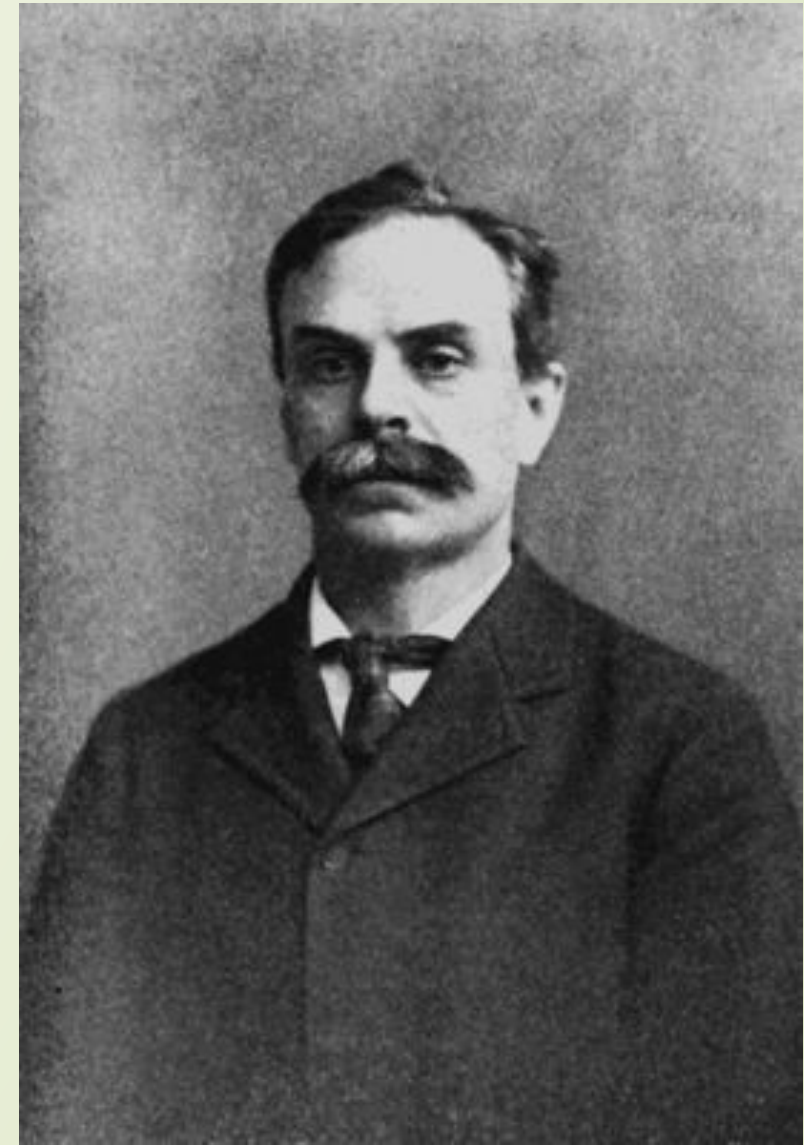
# Содержание



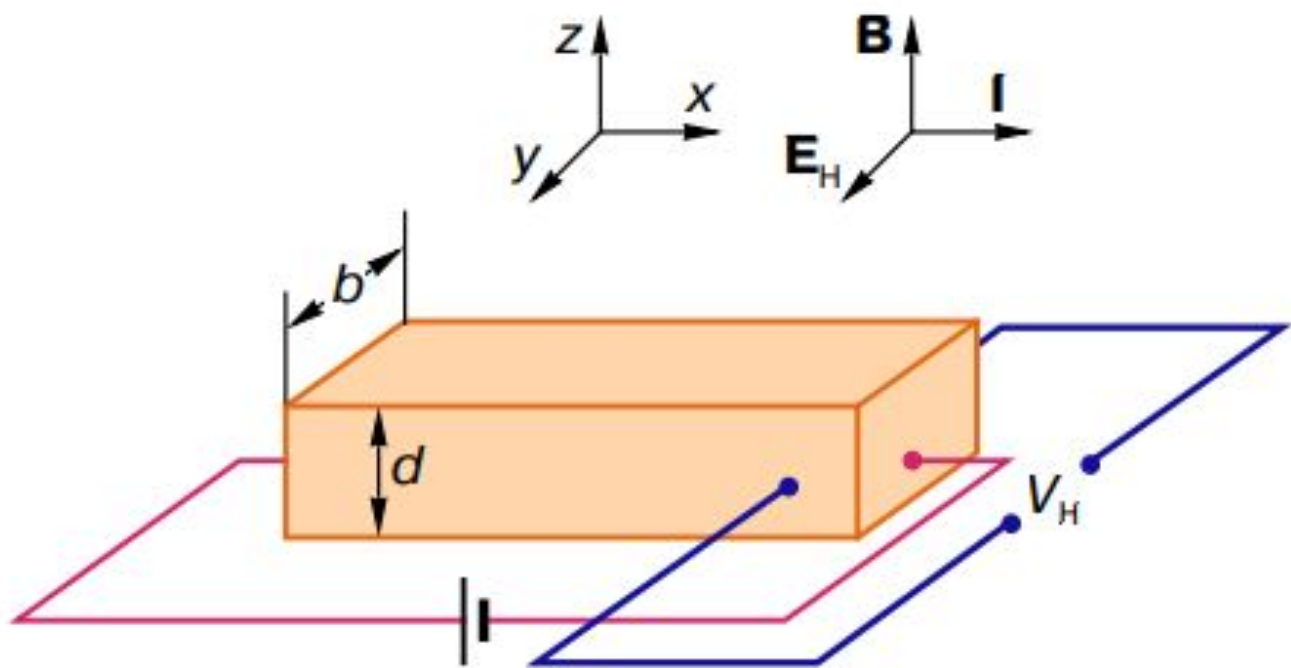
1. Физик, открывший эффект;
2. Эффект Холла;
3. Квантовый эффект Холла;
4. Особенности поведения двумерной электронной системы в магнитном поле;
5. Суть квантового эффекта Холла;
6. Важность эффекта;
7. Список литературы



Эффект, получивший впоследствии имя первооткрывателя, был открыт Эдвином Холлом в 1879 году, когда он работал над своей докторской диссертацией. Он обнаружил явление возникновения ЭДС в пластине полупроводника



**Эдвин Гёрберт Холл** — американский физик, открывший эффект, названный его именем ([эффект Холла](#)).



**Рис. 1.** Схема для наблюдения эффекта Холла

Сила Лоренца

$$F_B = e v B, \quad (1)$$

действующая на электроны со стороны холловского поля сила

$$F_H = e E_H \quad (2)$$

не уравновесит силу Лоренца (1). Условие равновесия сил (1) и (2)

$$eE_H = evB \quad (3)$$

позволяет найти холловскую разность потенциалов (ЭДС Холла)  $V_H$  между боковыми гранями проводника. Обозначим буквами  $b$  и  $d$  геометрические размеры проводника, изображенного на рис. 1. Согласно (3),

$$V_H = E_H b = bvB. \quad (4)$$

Из определения силы тока  $I$  следует, что

$$I = envS, \quad (5)$$

где концентрация электронов в проводнике

$$n = \frac{N}{V}, \quad (6)$$

$N$  – полное число электронов в проводнике,  $V = S_0 d$  – объем проводника,  $S_0$  – площадь поперечного сечения проводника в плоскости  $(x, y)$ , а  $S = bd$  – площадь поперечного сечения проводника в плоскости  $(z, y)$ . Тогда из (4) и (5) получаем

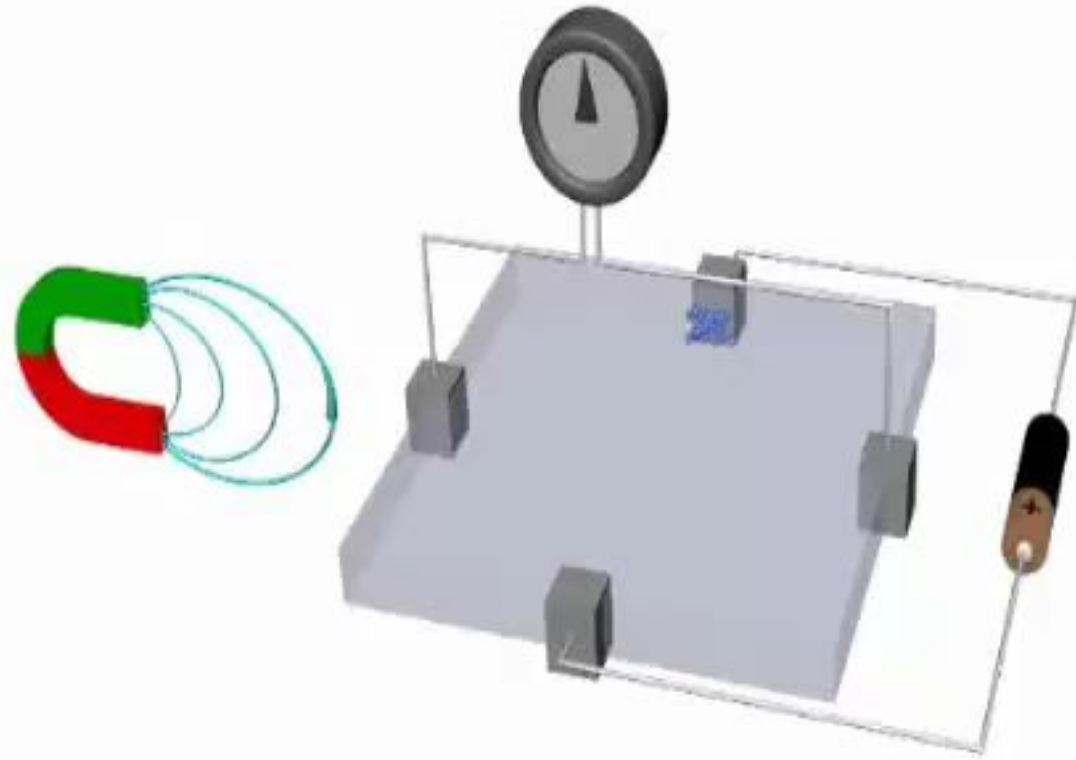
$$V_H = R_H I, \quad (7)$$

где величина

$$R_H = \frac{B}{end} \quad (8)$$

называется холловским сопротивлением.





# Квантовый эффект Холла

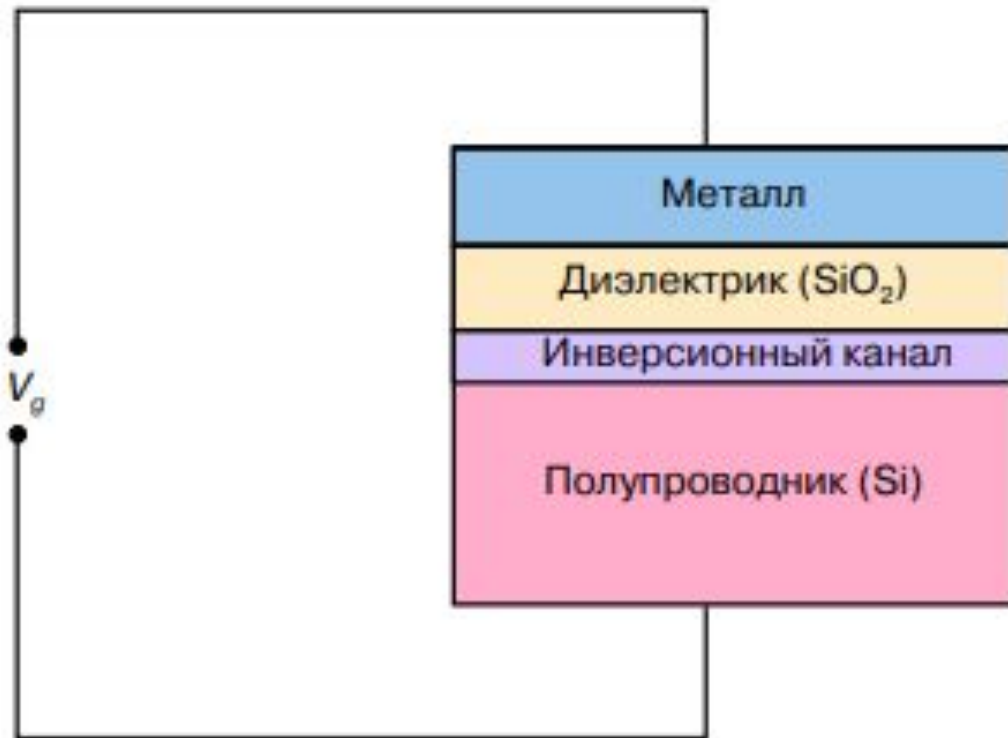


Рис. 2. Кремниевая МДП-структура

$$Q = C_0 V_g, \quad (9)$$

где  $C_0$  – емкость МДП-структуры. Поскольку

$$Q = Ne, \quad (10)$$

то из (9), (10) получаем число электронов в этой двумерной системе

$$N = \frac{C_0 V_{g0}}{e}. \quad (11)$$

# Особенность поведения двумерной электронной системы в магнитном поле

уравнения Шрёдингера для электрона в магнитном поле показывает, что радиус циклотронной орбиты

$$r = \left( \frac{\hbar}{\pi e B} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка, а угловая частота вращения электрона по циклотронной орбите (частота прецессии) есть

$$\omega = \frac{eB}{m}, \quad (13)$$

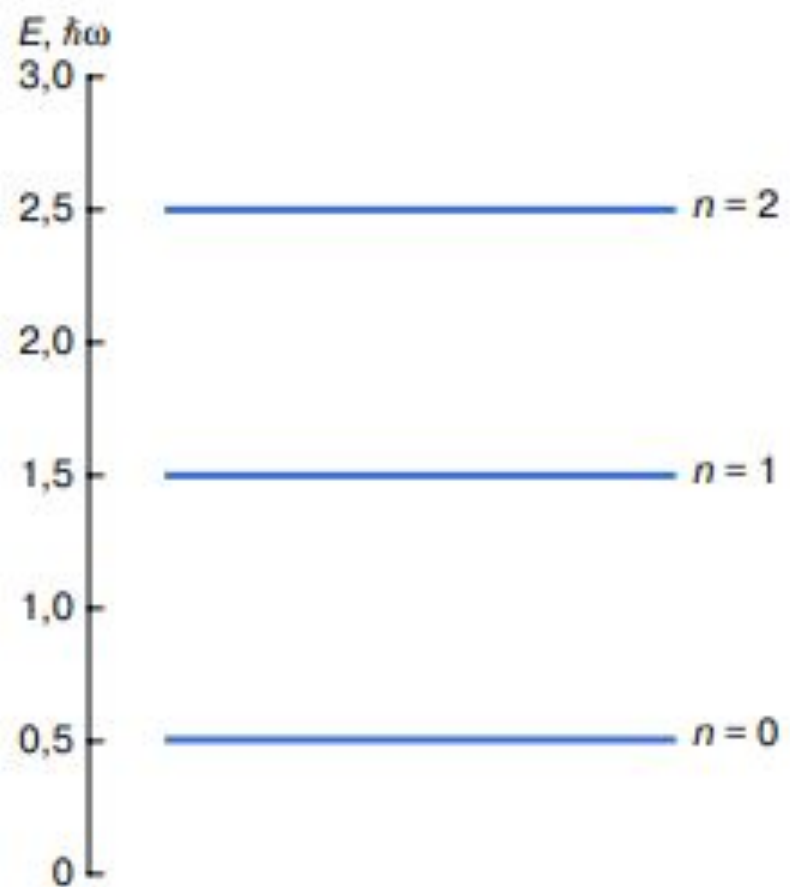
квантово-механическим выражением для энергии гармонического осциллятора

$$E_n = \frac{\hbar\omega}{2\pi} \left( n + \frac{1}{2} \right), \quad (14)$$

где номер энергетического уровня  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ , а в

$$S_e = \pi r^2 = \frac{\hbar}{eB}. \quad (15)$$

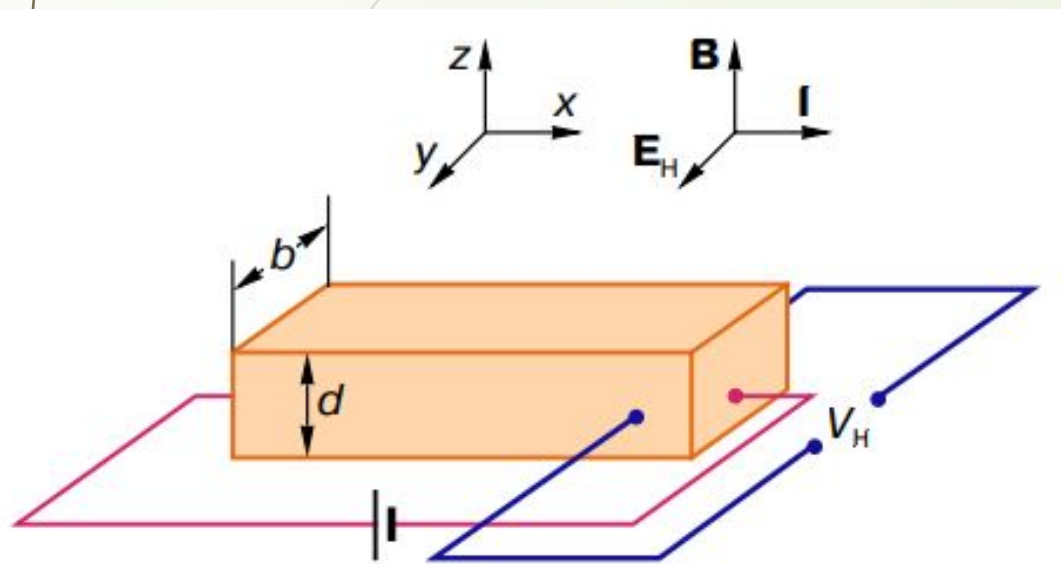




**Рис. 3.** Структура уровней энергии электрона в магнитном поле

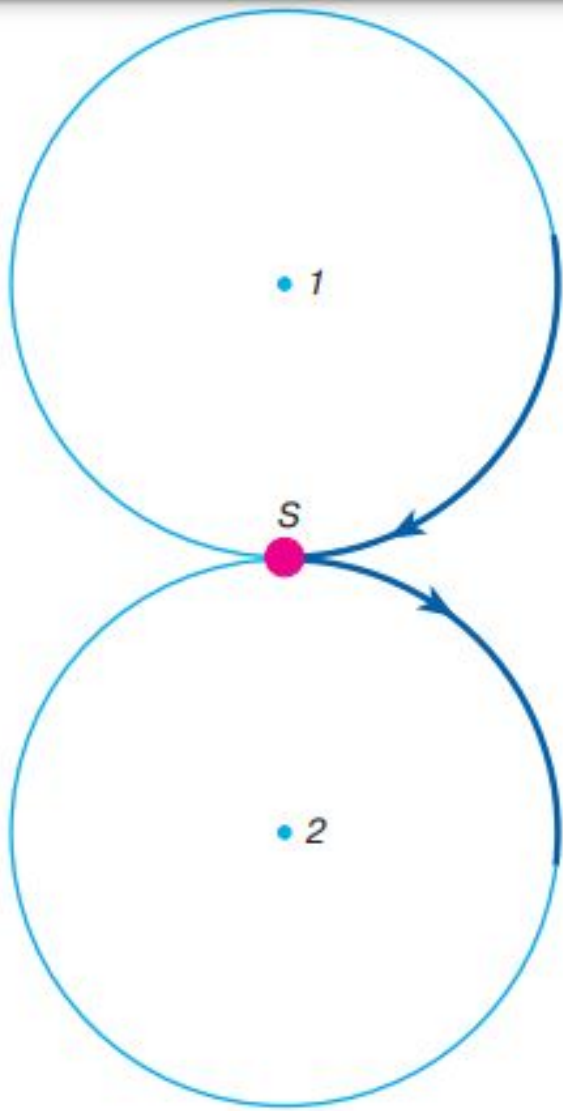
$$N_0 = \frac{S_0}{S_e} = \frac{S_0 e B}{h} \quad (16)$$

# Суть квантового эффекта Холла



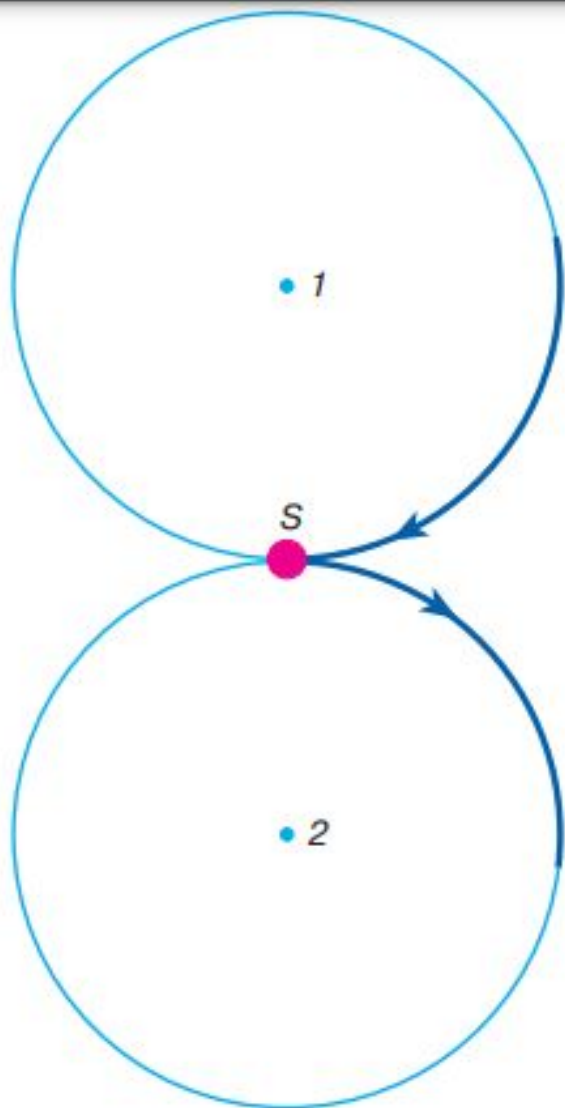
**Рис. 1.** Схема для наблюдения эффекта Холла

Движение электронов под действием внешнего электрического поля в проводниках качественно можно представить себе следующим образом: благодаря внешнему электрическому полю, созданному источником ЭДС, электрон в проводнике движется с ускорением и плавно увеличивает свою энергию до тех пор, пока при столкновении с дефектом кристаллической решетки не потеряет приобретенную энергию, после чего процесс плавного ускорения электрона повторяется вновь. Такое скачкообразное движение электрона характеризуется средней скоростью упорядоченного движения (дрейфовой скоростью)  $u$ , которая и определяет силу тока (5). Таким образом, протекание тока  $I$  вдоль оси  $x$  (рис. 1) неразрывно связано с возможностью плавного увеличения энергии электрона под действием внешнего электрического поля.



**Рис. 4.** Процесс рассеяния электрона на дефекте кристалла

Пусть электрон движется по циклотронной орбите с центром в точке 1, изображенной на рис. 4. При столкновении с рассеивающим центром  $S$  электрон перескочит на циклотронную орбиту с центром в точке 2. Таким образом, при наличии рассеяния электрон уже нельзя считать локализованным в пределах одной циклотронной орбиты: движение электрона в плоскости  $(x, y)$  становится делокализованным, что в соответствии с основными принципами квантовой механики приводит к исчезновению дискретного характера энергетического спектра.



**Рис. 4.** Процесс рассеяния электрона на дефекте кристалла

Рассматривая изображенный на рис. 4 процесс рассеяния электрона из состояния с центром циклотронной орбиты в точке 1 (состояние 1) в состояние с центром циклотронной орбиты в точке 2 (состояние 2), мы предполагали, что состояние 2 не занято другим электроном (в противном случае этот процесс рассеяния оказался бы невозможен из-за принципа Паули, запрещающего двум электронам находиться в одном состоянии). Предположение о том, что состояние 2 свободно и рассеяние электрона возможно, вполне справедливо для случая, когда число электронов на уровне Ландау незначительно по сравнению с числом электронов на полностью заполненном уровне Ландау  $N_0$ . В случае, когда число электронов на уровне Ландау оказывается равно  $N_0$ , все состояния на данном уровне оказываются заняты электронами и, несмотря на наличие рассеивающих центров, изображенный на рис. 4 переход электрона с одной циклотронной орбиты на другую в пределах одного уровня Ландау оказывается невозможен.

Для осуществления процессов рассеяния с переходом электрона на свободные (вышележащие по энергии) уровни Ландау необходимо преодолеть энергетический порог  $\hbar\omega/2\pi$  между соседними уровнями Ландау (14). В то же время хорошо известно, что средняя энергия, которую электрон может получить от окружающей среды при температуре  $T$ , есть величина  $\sim k_B T$ , где  $k_B$  – постоянная Больцмана. Поэтому при достаточно низких температурах

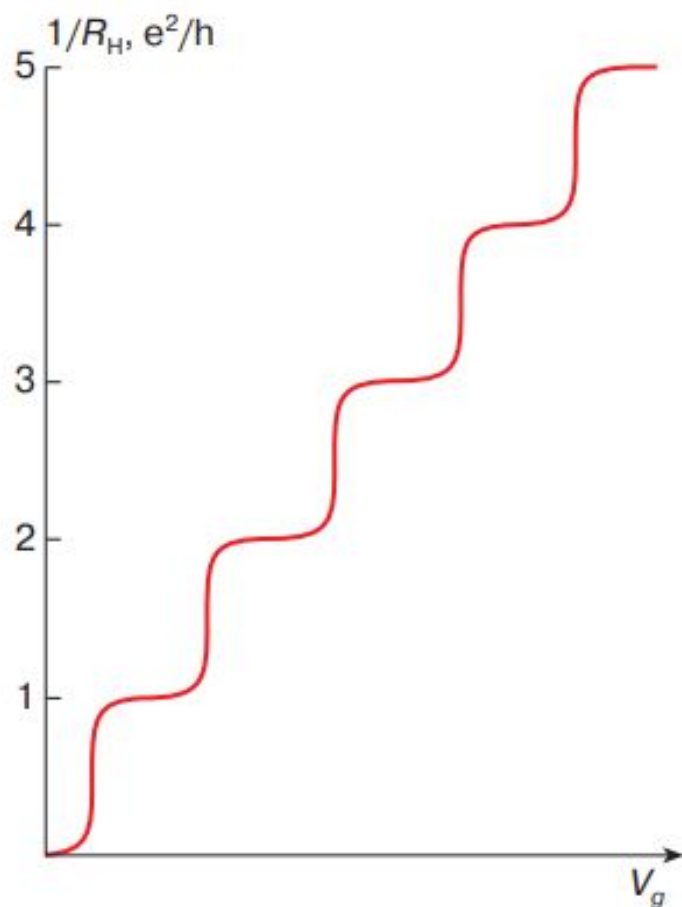
$$T \ll \frac{\hbar\omega}{2\pi k_B} \quad (17)$$

рых  $N = iN_0$ , где  $i = 1, 2, 3, \dots$  – число полностью заполненных электронами уровней Ландау. Из (6), (8), (11) и (16) следует, что при тех значениях  $V_g$ , когда  $I = 0$ , холловское сопротивление (8) есть

$$R_H = \frac{S_0 B}{Ne} = \frac{h}{e^2 i}. \quad (18)$$



# Важность эффекта



**Рис. 5.** Зависимость холловской проводимости  $1/R_H$  от напряжения  $V_g$  на МДП-структуре

Изменяя  $V_g$  и измерив  $1/R_H$  в тот момент, когда ток  $I$  вдоль оси  $x$  обратится в нуль, можно с высокой точностью определить величину  $e^2/h$ . Качественный вид экспериментальной зависимости величины  $1/R_H$  от  $V_g$ , имеющей характерный вид лестницы, приведен на рис. 5. На ступеньках этой лестницы значения величины  $1/R_H$  оказываются кратными  $e^2/h$ . Замечательным оказывается то обстоятельство, что именно такая комбинация фундаментальных постоянных совместно со скоростью света  $c$  определяет фундаментальную мировую константу, называемую постоянной тонкой структуры и характеризующую взаимодействие электронов с электромагнитным излучением, которая в системе единиц СГСЭ имеет вид

$$\alpha = \frac{2\pi e^2}{hc}. \quad (19)$$



# Список литературы

1. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 416 с.
2. Демиховский В.Я. Квантовые ямы, нити, точки: Что это такое? // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 5. С. 80–86.
3. Шик А.Я. Квантовые нити // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 5. С. 87–92.
4. Брандт Н.Б. Сверхпроводимость // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 1. С. 100–107.
5. Физика конденсированного состояния [2009] В.А.Гольдаде, Л. С Пинчук