

мич. радиоизлучения, проведены радиоастрономич. исследования квазаров и ядер галактик. Большинство К. у. работает в сантиметровом диапазоне, самый высокочастотный К. у. работает на радиотелескопе в диапазоне $\lambda \sim 8$ мм [3, 6].

Лит.: 1) Альтшулер С. А., Козырев Б. М., Электронный парамагнитный резонанс соединений элементов промежуточных групп, 2 изд., М., 1972; 2) Сигмен А., Мазеры, пер. с англ., М., 1966; 3) Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Лифанов П. С., Квантовые усилители СВЧ (мазеры), М., 1971; 4) Карлов Н. В., Маненков А. А., Квантовые усилители, М., 1966; 5) Квантовая электроника. Маленькая энциклопедия, М., 1969; 6) Корниенко Л. С., Штейншлейгер В. Б., Квантовые усилители и их применение в космических исследованиях, «УФН», 1978, т. 126, с. 287; 7) Черпак Н. Т., Квантовые усилители миллиметрового диапазона длин волн, «Изв. вузов. Радиофизика», 1984, т. 27, № 7, с. 815; 8) Gaves S. M., «Phys. Rev. D», 1982, v. 26, № 8, p. 1817. В. Б. Штейншлейгер.

КВАНТОВЫЙ ХОЛЛА ЭФФЕКТ — макроскопич. квантовый эффект, проявляющийся в квантовании холловского сопротивления ρ_{xy} (см. Холла эффект) и исчезновении уд. сопротивления ρ_{xx} . К. Х. э. наблюдается при низких темп-рах T в инверсионном слое носителей заряда в полупроводниках, помещённых в магн. поле H , перпендикулярное плоскости xy . В отличие от классич. Холла эффекта, при к-ром ρ_{xy} монотонно зависит от H или концентрации носителей заряда n ($\rho_{xy} = H/nec$, где e — заряд электрона), в случае К. Х. э. ρ_{xy} принимает дискретные значения:

$$\rho_{xy} = \frac{2\pi\hbar}{ve^2}, \quad (1)$$

а компонента ρ_{xx} становится исчезающе малой по сравнению со своим значением при $H=0$:

$$\rho_{xx} \rightarrow 0. \quad (1')$$

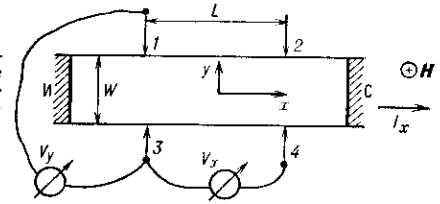
Здесь $2\pi\hbar/e^2 = 25812,8$ Ом, $v = p/q$ — целые или дробные рациональные числа. Соотношения (1) и (1') выполняются для ряда интервалов концентрации носителей n при пост. H или для ряда интервалов H при пост. n (рис. 1).

К. Х. э. с целочисленными $v=1, 2, \dots$ (ц. К. Х. э.) был экспериментально открыт в 1980 К. фон Клитцин-

рина плато $\rho_{xy}(H)$ и увеличивается его наклон (см. ниже) [3].

Методика измерений. Компоненты ρ_{xy} и ρ_{xx} тензора сопротивления измеряют на прямоугольных образцах с тремя или более контактами к инверсионному слою (1—4, рис. 2). Контакты сток (С) и исток (И)

Рис. 2. Схематический вид в плане прямоугольного образца и схема измерений ρ_{xy} и ρ_{xx} .



служат для пропускания тока I_x (направление к-рого принято за ось x). Измерение разности потенциалов между контактами — вдоль тока V_x и поперёк тока V_y — позволяет определить компоненты тензора уд. сопротивления:

$$\rho_{xx} = \frac{W}{L} \left(\frac{V_x}{I_x} \right); \rho_{xy} = - \frac{V_y}{I_x}. \quad (2)$$

Здесь W — ширина двумерного слоя, L — расстояние между контактами вдоль тока. В отличие от классич. эффекта Холла для трёхмерного случая ρ_{xy} не зависит от геом. размеров образца, что существенно для метрологич. применений К. Х. э. [4, 5] (см. ниже).

Теория. Осн. особенности ц. К. Х. э. удаётся объяснить на основе одночастичных представлений (не взаимодействующие электроны). В инверсионном слое совокупность носителей заряда можно рассматривать в первом приближении как двумерный электронный газ. Носители могут двигаться только в плоскости слоя. При наложении перпендикулярно плоскости слоя магн. поля H энергетич. спектр носителей заряда (для определённости электронов) из непрерывного становится дискретным. При достаточной величине H спектр состоит из отдельных эквидистантных, неперекрывающихся Ландау уровней. Энергия j -го уровня Ландау:

$$\varepsilon_j = - \left(j + \frac{1}{2} \right) \hbar\omega_c, \quad j=0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где $\omega_c = eH/m^*c$ — циклотронная частота электронов, а

$$r^2 = 2 \left(j + \frac{1}{2} \right) \hbar c / eH \quad (4)$$

— радиус их орбиты (Лармора радиус), m^* — эффективная масса электрона. Плотность разрешенных состояний на каждом из уровней Ландау n_H равна плотности квантов магн. потока Φ , пронизывающего двумерный слой:

$$n_H = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{eH}{2\pi\hbar c} = \frac{1}{2\pi r_0^2}, \quad (5)$$

где $\Phi_0 = \hbar c / 2e$ — квант магнитного потока, $r_0 = \sqrt{\hbar c / eH} \approx 70 \text{ \AA}$ — т.н. магнитная длина, т.е. радиус орбиты для наинизшего уровня Ландау $j=0$. Из (5) видно, что каждому состоянию на уровне Ландау соответствует площадь, равная $2\pi r_0^2$ (рис. 3).

При изменении концентрации носителей n в слое или напряжённости магн. поля H изменяется положение уровня Ферми ε_F относительно системы уровней Ландау. Если ε_F находится в области между двумя соседними уровнями Ландау ($j, j+1$), где энергетич. плотность состояний $g(\varepsilon)$ мала, то при $T \rightarrow 0$ К все состояния на нижележащих j уровнях Ландау полностью заполнены. Этому условию отвечает концентрация носителей в инверсионном слое, равная

$$n = j n_H = \frac{j e H}{2\pi \hbar c}. \quad (6) \quad 337$$

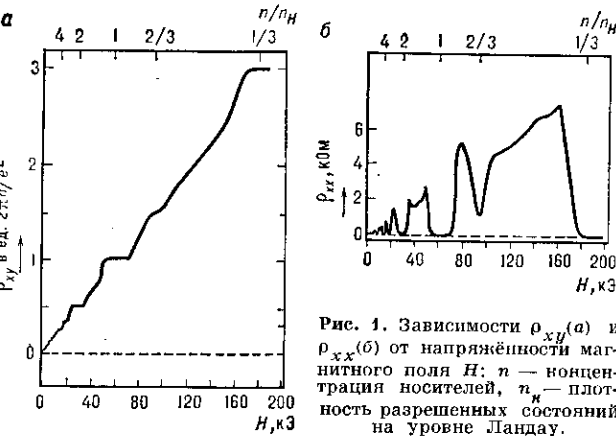


Рис. 1. Зависимости ρ_{xy} (а) и ρ_{xx} (б) от напряжённости магнитного поля H ; n — концентрация носителей, n_H — плотность разрешенных состояний на уровне Ландау.

гом (К. von Klitzing) с сотрудниками [1]. К. Х. э. с дробными v (д. К. Х. э.) впервые наблюдали Д. Тсуи (D. Tsui), Х. Л. Штёрмер (H. L. Stormer) и А. Госсард (A. Gossard) в 1982 при $v = p/q = 1/3, 2/3, 4/3, 5/3, 7/3, 8/3, 1/5, 2/5, 3/5, 4/5, 6/5, 2/7$ [2], а затем $5/2$. Ц. К. Х. э. был обнаружен на кремниевых МДП-структурах, д. К. Х. э. — на гетеропереходах $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$.

К. Х. э. наблюдается в двумерных инверсионных слоях n - и p -типа, в кремниевых МДП-структурах, а также в гетеропереходах на основе $GaAs, InP, InAs, GaSb$ и др. в достаточно сильных полях и при низких темп-рах T . При повышении темп-ры увеличивается сопротивление в минимуме $\rho_{xx}(H)$, уменьшается ши-