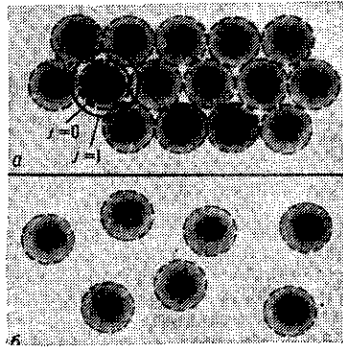


Подстановка (6) в ф-лу для обычного эффекта Холла даёт соотношение (1). Т. о., срединам плато ρ_{xy} соответствует расположение \mathcal{E}_F посредине между уровнями Ландау, а переходный участок между двумя соседними

Рис. 3. Схема заполнения электронами двумерного слоя; показаны «орбиты», соответствующие основному ($j=0$) и первому ($j=1$) уровням Ландау; пунктир ограничивает участок плоскости, принадлежащий на одно состояние электрона основного уровня; а — максимальное заполнение плоскости электронами, б — частичное.



плато соответствует нахождению \mathcal{E}_F в области максимума $g(\mathcal{E})$, т. е. в центре уровня Ландау (рис. 4).

Изложенная модель идеального двумерного электронного газа электронов, не взаимодействующих друг с другом и с подложкой, объясняет К. Х. э. лишь для дискретных целых значений n . Для того чтобы объяснить широкие плато ρ_{xy} и минимумы ρ_{xx} , в теории вводится предположение о существовании на «крыльях» уровней Ландау связанных состояний электронов, не способных участвовать в электропроводности. Возможны разл. механизмы возникновения связанных состояний, напр. вигнеровская кристаллизация (см. Вигнеровский кристалл) или волны зарядовой плотности; в гетеропереходе туннелирование носителей через потенц. барьер к донорным примесям по др. сторону перехода и обратно (механизм, специфический для гетеропереходов); локализация электронов на флуктуациях по-

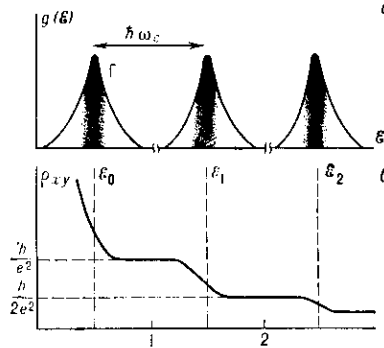


Рис. 4. Связь между видом функции плотности состояний $g(\mathcal{E})$ и ступенчатой зависимостью ρ_{xy} от концентрации электронов n/n_H .

пространстве xu потенц. рельеф $\mathcal{E}(x, y)$ уровня Ландау, повторяющий в пространстве рельеф дна треугольной потенц. ямы, ограничивающей инверсионной слой (образующейся из-за изгиба энергетич. зон; см. МДП-структура, Гетероструктура, Инверсионный слой). Волновая ф-ция каждого состояния электрона занимает область вблизи эквипотенц. траектории $\mathcal{E}(x, y) = \text{const}$, где константа является собств. значением данного состояния (сплошная линия). В тех местах образца, где расположены экстремумы $\mathcal{E}(x, y)$, т. е. «горы» и «впадины» потенц. рельефа, эквипотенц. траектории замкнуты (рис. 5, в). Следовательно, электроны, занимающие такие состояния, локализованы: они не могут перемещаться за пределы экстремума при $T \rightarrow 0$ К. В электропроводности участвуют носители, занимающие лишь те состояния, для к-рых эквипотенц. траектории простираются на длину образца. В двумерном слое бесконечной протяжённости такие траектории занимают бесконечно узкий поясик по энергии вблизи середины уровня Ландау. Для образца конечных размеров поясик траекторий расширяется (рис. 5, в) (см. Протекания теории).

Статистич. распределение амплитуды флуктуаций потенциала в двумерном слое определяет плотность состояний на уровне Ландау $g(\mathcal{E})$ (рис. 5, б). Из сопоставления рис. 5, а и 5, в видно, что локализованные состояния расположены на «крыльях» $g(\mathcal{E})$, в то время как делокализованные состояния — в центре $g(\mathcal{E})$ (зачернённая область на рис. 4, а; 5, в). Существенно, что локализованные и делокализованные состояния разделены не только по энергии, но и в пространстве (рис. 5, в).

Рассмотрим качественно поведение ρ_{xx} при изменении n в двумерном слое. Пусть \mathcal{E}_F вначале расположено в области локализованных состояний на верх. крыле j -го уровня (рис. 4, а); $\mathcal{E}_j + \Gamma > \mathcal{E}_F > \mathcal{E}_j$. Локализованные носители не участвуют в электропроводности; весь ток протекает только по областям делокализованных состояний. Т. к. эти состояния расположены по энергии ниже \mathcal{E}_F , то концентрация носителей n в них максимальная (б) и ρ_{xy} имеет квантованное значение (1). При увеличении n добавляемые в двумерный слой новые носители попадают в области локализованных носителей. Концентрация делокализованных носителей при этом не изменяется и, следовательно, не изменяется значение ρ_{xy} . Так будет продолжаться до тех пор, пока \mathcal{E}_F не выйдет за пределы области локализованных состояний и не попадёт в область делокализованных состояний на $i+1$ уровень. При этом концентрация носителей в областях, занимаемых делокализованными состояниями, начнёт изменяться соответственно изменению \mathcal{E}_F ; этому соответствует переходный участок между двумя соседними плато ρ_{xy} (рис. 4, б). Т. о., соотношение (1) выполняется в интервале энергий, равном щели в спектре делокализованных состояний. Локализованные состояния играют при этом роль буфера, разделяющего делокализованные состояния как по энергии, так и в пространстве [3—6].

Д. К. Х. э. не удаётся объяснить в рамках одночастичных представлений. Наиб. успешно это явление объясняется теорией Лафлина (R. V. Laughlin [7]). Электроны в двумерном слое вследствие сильного кулоновского взаимодействия образуют несжимаемую квантовую жидкость. Осн. состояния этой жидкости имеют минимум энергии при значениях приведённой концентрации $\nu = 1/(2m+1)$, где $m=1, 2, \dots$ — целые числа. Минимумы энергии возникают также при $\nu = p/(2m+1)$, $1 \pm p/(2m+1)$ и др. (p — целые числа). Возбуждённые состояния отделены от осн. состояний энергетич. щелью $\sim 10^{-2} e^2/r_0 e$ для $\nu = 1/3$ и $\nu = 2/3$, e — диэлектрич. проницаемость вещества. Существование энергетич. щели в спектре возбуждений позволяет объяснить возникновение плато ρ_{xy} и минимумов ρ_{xx} в д. К. Х. э. аналогично предыдущему. При увеличении p и m (в частности, при $\nu > 1$ или $\nu < 1/3$) увеличивается энергия

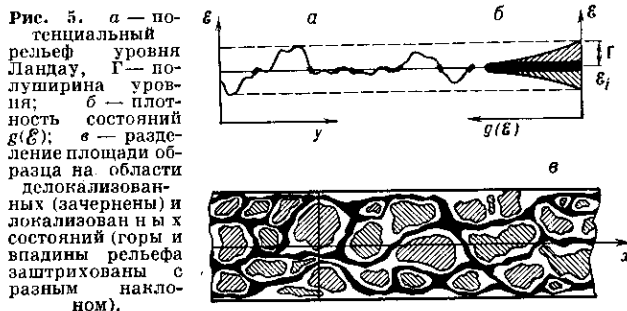


Рис. 5. а — потенциальный рельеф уровня Ландау, Γ — полуширина уровня; б — плотность состояний $g(\mathcal{E})$; в — разделение площади образца на области делокализованных (зачернены) и локализованных состояний (горы и впадины рельефа заштрихованы с разным наклоном).

тенциала, аналогичная андерсоновской локализации в отсутствие магн. поля. Последний механизм позволяет объяснить большинство эксперим. данных.

Рис. 5 поясняет возникновение локализованных и делокализованных состояний в последнем случае. На рис. 5, а схематически изображён флуктуирующий в