

осн. состояния взаимодействующих электронов (жидкость) и уменьшается щель, отделяющая осн. состояние от возбуждённых (газ); поэтому д. К. Х. э. проявляется всё слабее. Не исключено также, что при $v < 1/5$ в двумерном слое может возникнуть вигнеровская кристаллизация [5—7].

Условия наблюдения К. Х. э. 1) Достаточно сильное магн. поле, в к-ром энергетич. расстояния между соседними уровнями Ландау $\hbar\omega_c$ превосходят собственную ширину Γ_0 уровней Ландау: $\hbar\omega_c > 2\Gamma_0$. 2) Достаточно низкие темп-ры. Для ц. К. Х. э. необходимо, чтобы $kT \ll \hbar\omega_c$, а для д. К. Х. э. — много меньше характерной энергии кулоновского взаимодействия: $kT \ll e^2/r_0\epsilon$. 3) Достаточно большое уд. электросопротивление объёма полупроводника по сравнению с сопротивлением двумерного инверсионного слоя, характерный масштаб к-рого $2\pi\hbar/ve^2$. 4) Достаточно большая концентрация n носителей заряда в полупроводнике, соответствующая металлич. проводимости инверсионного слоя ($n \gg 10^{10}$ см $^{-2}$).

Для наблюдения К. Х. э. необходимы образцы с достаточно высокой подвижностью носителей заряда (т. е. с малой шириной уровней Ландау 2Γ), напр. в случае кремневых МДП-структур, превышающей $\sim 10^4$ см 2 /(В·с) при $T=4,2$ К, для ц. К. Х. э.; или $3 \cdot 10^4$ см 2 /(В·с) — для д. К. Х. э.

При $kT \sim 10^{-2}e^2/r_0\epsilon$ ($T \sim 3$ К) д. К. Х. э. исчезает; при $kT \ll \hbar\omega_c$ ц. К. Х. э. переходит в Шубникова — де Хааза эффект (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). При $kT \gg \hbar\omega_c$ зависимости (1) и (1') соответствуют ф-ле Лоренца: $\rho = H/nec$, как и для классич. эффекта Холла.

Практическое применение К. Х. э. основано на следующем. 1) Холловские компоненты тензоров удельного и полного сопротивлений в двумерном случае равны и не зависят от размеров образца (2). 2) Отношение \hbar/e^2 связано с безразмерной постоянной тонкой структуры α соотношением (в СГС)

$$2\pi\hbar/e^2 = 1/\alpha,$$

в к-рое входит только c (значение к-рой известно с погрешностью $4 \cdot 10^{-9}$). 3) Квантованное значение сопротивления ρ_{xy} воспроизводится в эксперименте с погрешностью не хуже 10^{-7} . Т. о., из сравнения ρ_{xy} с сопротивлением эталонной катушки (калиброванной в системе единиц СИ) определяется значение α без привлечения результатов квантовой электродинамики. Такое измерение впервые было осуществлено К. фон Клитцингом с сотрудниками (1980) с погрешностью $\leq 2 \cdot 10^{-8}$ и дало согласие с результатами измерений др. методами.

Если считать значение α известным, то можно калибровать сопротивление катушки по ρ_{xy} и, т. о., воспроизводить размер Ома, согласованный с размером метра и секунды (через c), т. е. осуществить эталон Ома.

Лит.: 1) Klitzing, K. von, Dorda, G., Pepper, M., New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized Hall resistance, «Phys. Rev. Lett.», 1980, v. 45, p. 494; 2) Tsui D. C. и др., Observation of a fractional quantum number, «Phys. Rev. Ser. B», 1983, v. 28, p. 2274; 3) Клитцинг К. фон, Квантованный эффект Холла (Нобелевская лекция), пер. с англ., «Новое в жизни науки и техники», 1986, № 9, с. 3; 4) Пудалов В. М., Семенчинский С. Г., Инверсионные слои носителей заряда в квантовом магнитном поле. Квантовый эффект Холла, «Поверхность. Физика, химия, механика», 1984, № 4, с. 5; 5) Квантовый эффект Холла, Сб. ст., пер. с англ., под ред. Ю. В. Шмарцева, М., 1986; 6) Рашба Э. И., Тимофеев В. Б., Квантовый эффект Холла, «ФТП», 1986, т. 20, в. 6, с. 977; 7) Лафлин Р., Квантованное движение трёх двумерных электронов в сильном магнитном поле, в сб.: Квантовый эффект Холла, пер. с англ., под ред. Ю. В. Шмарцева, М., 1986. В. М. Пудалов.

КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА (хромоплазма) — гипотетич. состояние сильно взаимодействующей материи, характеризующееся отсутствием удержания цвета. В этом состоянии цветные кварки и глюоны, пленённые адронами в адронной материи, освобожда-

ются и могут распространяться как квазисвободные частицы по всему объёму плазменной материи — возникает «цветопроводимость» (аналогично появлению электропроводности в обычной электрон-ионной плазме). По совр. представлениям, это состояние образуется при высоких темп-рах и/или больших барионных плотностях равновесной адронной материи (рис. 1).



Рис. 1. Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи; T — темп-ра, n_B — плотность барионного заряда.

Характер перехода адронной материи в состояние К.-г. п. ещё недостаточно изучен, хотя и имеются указания на то, что он резкий, обладает большой скрытой теплотой и сильно меняет плотность энтропии.

В естеств. условиях К.-г. п. существовала, по-видимому, только в первые 10^{-5} с после космологич. взрыва. Не исключено, что она существует и в центре наиб. массивных нейтронных звёзд. Имеются также основания считать, что атомные ядра в своём составе помимо протонов и нейтронов содержат «капельки» К.-г. п., т. е. ядра рассматриваются как гетерофазные системы (в системе присутствуют обе фазы: в тех местах флуктуаций ядерной плотности, где она сильно превышает ср. плотность, происходит переход нуклонной фазы в кварк-глюонную). На основе этой идеи предпринимаются попытки построить теорию т. н. *кумулятивных процессов*, происходящих в релятивистских ядерных столкновениях.

Возможность существования К.-г. п. тесно связана с возможным спонтанным нарушением симметрии физ. вакуума в температурной квантовой хромодинамике (КХД) и с асимптотической свободой — убыванием эфф. цветового заряда с уменьшением расстояния между цветными частицами, с ростом темп-ры и/или плотности. Т. о., в рамках КХД можно ожидать возникновения нек-рой критич. (предельной) темп-ры (плотности), выше к-рой существование ядерной материи невозможно.

Концепция предельной темп-ры возникла значительно раньше КХД (в 60-х гг. 20 в.) из феноменологич. описания *сильного взаимодействия* элементарных частиц (т. н. модель статистич. бутстрапа [1]). Эта темп-ра считалась даже непреодолимым верх. пределом, подобным абс. нулю. Впоследствии было высказано предположение, что она является темп-рой фазового перехода адронной материи в новое, неизвестное тогда состояние. С развитием КХД стало ясно, что это состояние — К.-г. п.

В КХД отсутствует строгое матем. доказательство как существования фазового перехода, так и удержания цвета. Значительные успехи достигнуты на пути решения этих сложных проблем в компьютерном варианте теории — спец. образом регуляризованной КХД на решётке (дискретной совокупности 4-точек, заменяющих непрерывное пространство-время). Непертурбативные (не связанные с теорией возмущений) вычисления здесь основаны на числ. интегрировании методом Монте-Карло точных выражений, вытекающих из теории (см. *Решётки метод*). Наиб. надёжные результаты относятся к квантовой динамике глюонных полей, где кварки рассматриваются лишь как статич. источники. В этом случае получено свидетельство в пользу удержания цвета и существования фазового перехода 1-го рода при темп-ре $T_c \approx 200$ МэВ, темп-ра вычисленные наблюдаемые величины (напр., темп-ра перехода, скачок плотности в точке перехода) находятся в хорошем согласии со значениями, найденными из феноменологич. описания адронной спектроскопии и из процессов глубоко неупругого рассеяния.