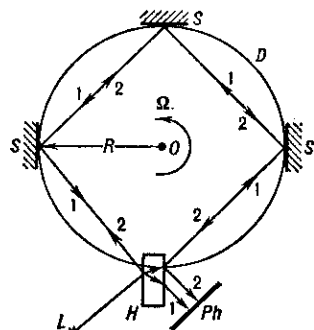


1 шёл по замкнутому пути в направлении вращения диска, луч 2 — в противоположном направлении. При вращении всей системы с угл. скоростью Ω вокруг оси, перпендикулярной плоскости диска, луч 1, согласно общей теории относительности, с точки зрения наблюдателя, находящегося на диске, тратит на полный обход больше времени, чем луч 2; разность времён обхода $\Delta t = 4\pi R^2 \Omega / c^2$, где R — радиус окружности, на к-рой располагаются зеркала S и пластинка H . В результате на фотопластинке при вращении диска наблюдается смещение интерференц. полос (по сравнению с их положением при покоящемся диске) на величину $\Delta Z = \Delta \varphi / 2\pi = c \Delta t / \lambda = 4\pi R^2 \Omega / c \lambda$, выра-



женную в λ , где λ — длина волны излучения монохроматич. источника света L частоты $\omega = 2\pi c / \lambda$, а $\Delta \varphi$ — разность фаз встречных волн 1 и 2. При $R \approx 100$ см, $\lambda \approx 10^{-4}$ см и $\Omega \approx 10^{-4}$ с $^{-1}$ (угл. скорость вращения Земли) сдвиг полос составляет малую долю: $\Delta Z \approx 4 \cdot 10^{-6}$. То же выражение для разности фаз $\Delta \varphi = \omega \Delta t = 8\pi^2 R^2 \Omega / c \lambda$ можно получить для наблюдателя, покоящегося в лаб. системе отсчёта. Действительно, если рассматривать нерелятивистское вращение точек диска, когда $R\Omega \ll c$, время Δt_1 распространения луча 1 по направлению вращения определяется из соотношения (рис.) $2\pi R + R\Omega \Delta t_1 = c \Delta t_1$. Здесь $R\Omega \Delta t_1$ — дополнение, расстояние, на к-рое сдвинется пластинка H («уйдёт») от догоняющего её луча 1) за время Δt_1 обхода луча по замкнутому контуру. Аналогичное соотношение для луча 2: $2\pi R - R\Omega \Delta t_2 = c \Delta t_2$. В результате при $R\Omega \ll c$ $\Delta t = \Delta t_1 - \Delta t_2 = 4\pi R^2 \Omega / c^2$. Иногда эту разность времён, возникающую в лаб. системе отсчёта, связывают с разностью доплеровских частот, испускаемых движущейся пластинкой по направлению лучей 1 и 2.

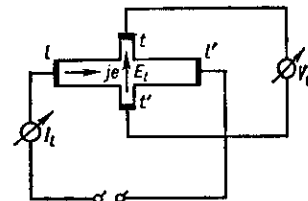
Основываясь на результатах С. о., А. Майкельсон (А. Michelson) и Г. Гейл (H. Gale) в 1925 определили скорость вращения Земли вокруг своей оси. В 1962 этот опыт был повторён А. Джаваном (A. Javan) с использованием когерентного излучения гелий-неонового лазера. Основные на эффекте Саньяка интерферометры с лазерными источниками света используются в качестве датчиков угл. скорости, угла поворота и ориентации в пространстве для вращающихся объектов. Чувствительность таких интерферометров можно заметно увеличить, если использовать многократные (N -кратные) обходы по замкнутому контуру встречных лучей 1 и 2. Тогда $\Delta Z_N = N \Delta Z$, где $\Delta Z = 4\pi R^2 \Omega / c \lambda$. Такая схема реализуется в совр. волоконно-оптич. интерферометрах (см. Волоконно-оптический гироскоп). В них излучение, распространяющееся внутри оптич. волокон, намотанных, как в соленоидах, на цилиндрич. стержень, N -кратно проходит по замкнутому контуру (где N — число намотанных витков). Для такого интерферометра при $R \approx 20$ см, $\lambda \approx 10^{-4}$ см и $N \approx 5 \cdot 10^5$ при оптич. волокне с поперечным сечением в $100 \mu\text{м}^2$ $\Delta Z \approx 8 \cdot 10^{-8}$, а $\Delta Z_N \approx 4\%$, что можно наблюдать даже невооружённым глазом.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; Франкфурт У. И., Специальная и общая теория относительности. Исторические очерки, М., 1968.

САСАКИ — ШИБУЙА ЭФФЕКТ — анизотропия электропроводности полупроводниковых кристаллов кубич. сингонии в сильных (греющих) электрич. полях (см. Горячие электроны). Предсказан М. Шибуйа в 1953, обнаружен в кристаллах n -Ge в 1956 В. Сасаки и Шибуйа. Различают продольный и поперечный

С.—Ш. э. Продольный С.—Ш. э. состоит в различии вольт-амперных характеристик (ВАХ) однородных длинных кристаллич. образцов при разных направлениях тока (обычно такие образцы вырезают вдоль

Рис. 1. Схема установки для измерения эффекта Сасаки — Шибуйа: l, l' — токовые контакты; t, t' — электроды для измерения эдс Сасаки (поля E_t).



кристаллографич. осей [100], [111], [110]). В слабых полях все ВАХ имеют одинаковый наклон. В сильных полях наклон различен; с понижением темп-ры это различие, как правило, усиливается, и иногда для нек-рых направлений возникают участки с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Поперечный С.—Ш. э. состоит в возникновении в сильных полях в образцах, вырезанных вдоль произвольных направлений, отличных от осей симметрии, поперечной эдс (эдс Сасаки). Она фиксирует появление угла между направлениями электрич. тока I и напряжённости электрич. поля E (угол Сасаки). Эдс Сасаки измеряется так же, как эдс Холла (см. Холла эффект), но в отсутствие магн. поля (рис. 1). Наряду с измерениями в пост. электрич. полях (импульсных — во избежание разогрева джоулевым теплом) для исследования анизотропии проводимости горячих электронов использованы СВЧ-поля.

С.—Ш. э. объясняется анизотропией закона дисперсии горячих носителей заряда $\mathcal{E}(p)$, где \mathcal{E} — энергия носителей заряда, p — их квазиимпульс. Наиб. чётко он выражен в многодолинных полупроводниках благодаря междолинному перераспределению носителей заряда, вызываемому их разл. нагревом в разных долинах.

В многодолинных полупроводниках минимум энергии в зоне проводимости (или максимум в валентной зоне) достигается не при $p = 0$, а сразу в неск. эквивалентных точках приведённой Бриллюэна зоны, напр. в 4 точках L на её поверхности в n -Ge и халькогенидах Pb (PbS, PbSe, PbTe); в 6 точках (на Δ -осях) в n -Si и алмазе. Большая величина С.—Ш. э. связана с сильной анизотропией спектра электронов $\mathcal{E}(p)$ в каждой из долин, где изоэнергетич. поверхность электрона $\mathcal{E}(p) = \text{const}$ имеет форму сфероида (эллипсоида вращения) с большой эфф. массой m_1 вдоль оси вращения и с малой m_2 поперёк оси. Если электрич. поле направлено так, что образует разл. углы φ с осями вращения эллипсоидов в разл. долинах ($0 < \varphi < \pi/2$), то электроны в долинах разогреваются по-разному, причём сильнее всего в тех долинах, в к-рых углы φ оказываются наибольшими (рис. 2).

Разл. нагрев электронного газа приводит, во-первых, к разл. скорости рассеяния электронов в разл. долинах, определяющей при низких темп-рах подвижности носителей заряда; во-вторых, к разл. скорости переноса электронов из горячих долин в холодные, что определяет заполнение долин электронами. Оба эффекта связаны с энергетич. зависимостью вероятностей рассеяния носителей заряда (внутри- и междолинного). В чистых и структурно совершенных кристаллах преобладает междолинное рассеяние с испусканием и погло-

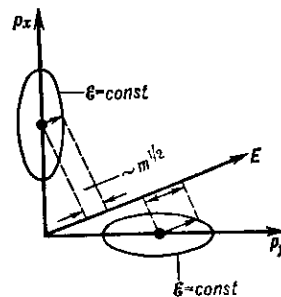


Рис. 2. Двухдолинная модель с различными эффективными массами m для данного направления поля E .