

щенной зоны, расстояния между потолком валентной зоны и подзоной, отщепленной благодаря спин-орбитальному взаимодействию, и т. д. Исследование переменной составляющей интенсивности отраженного света дает в этом случае информацию о зависимости ширины запрещенной зоны и других величин от давления.

б) *Термоотражение*. Модулируется температура образца. При этом будут периодически изменяться и все энергетические зазоры (с разными, вообще говоря, коэффициентами). В результате получается информация о температурной зависимости названных величин.

в) *Оптическая модуляция отражения (фотоотражение)*. Эффект Келдыша—Франца имеет место в электрическом поле любого происхождения — лишь бы оно достаточно плавно изменялось в пространстве (т. е. могло рассматриваться как почти однородное). Это относится и к полю, возникающему вблизи поверхности благодаря изгибу зон. Величину его можно изменять, варьируя концентрацию носителей заряда вблизи поверхности. Последнее достигается оптической инжекцией, при которой электроны и дырки создаются сильно поглощаемым светом (не тем, отражение которого изучается). Исследования этого типа дают ту же информацию, что и электроотражение.

г) *Катодоотражение*. Идея этого метода та же, что и фотоотражения. Разница состоит в том, что теперь электронно-дырочные пары создаются пучком быстрых электронов («катодных лучей»).

д) *Модуляция длины волны*. При этом определяется производная от коэффициента отражения (поглощения) по частоте, что полезно при обнаружении критических точек. Действительно, согласно формулам (7.7) и (8.7) в критической точке производная $dy/d\omega$ имеет резкий пик.

Подробное рассмотрение методов модуляционной спектроскопии и изложение результатов исследования, полученных таким путем, можно найти в книге [7].

§ 12. Магнетооптика

Влияние магнитного поля на оптические свойства полупроводника связано как с квантованием Ландау, так и с чисто классическими эффектами. С одним из магнетооптических явлений — диамагнитным резонансом — мы уже встречались в гл. IV. Отметим еще две группы эффектов.

а. *Магнетоплазменные эффекты*. Газ свободных носителей заряда в полупроводнике представляет собой частный случай плазмы — в целом нейтральной системы заряженных частиц (в монополярном материале нейтральность достигается за счет компенсирующего заряда примесей). Магнетоплазменными называют оптические эффекты, обусловленные влиянием некваंटующих магнитных

полей на поведение свободных носителей заряда. Это влияние проявляется через комплексную электропроводность. Согласно § XIII.1в в магнитном поле электропроводность становится тензором, компоненты которого зависят от магнитной индукции \mathcal{B} . Особенно интересен случай сравнительно слабого поглощения ($\kappa \ll 1$), когда при вычислении коэффициентов преломления и отражения поглощением энергии можно пренебречь (о такой системе свободных зарядов говорят как о бесстолкновительной плазме). В этих условиях при параболическом законе дисперсии величины n и R выражаются только через эффективные массы носителей заряда, что и позволяет использовать соответствующие экспериментальные данные для определения компонент тензора $m_{\alpha\beta}$. Подробное рассмотрение всех магнетоплазменных эффектов можно найти в статье [8].

б. Междузонные переходы в квантующем магнитном поле. Коэффициент поглощения света при междузонных переходах в квантующем магнитном поле можно вычислить по формулам (4.13) (если ограничиться рассмотрением идеальной решетки). Следует лишь, в соответствии с § IV.5, использовать в качестве λ' и λ квантовые числа k_2 , k_3 и n в конечном и начальном состояниях электрона. При этом осцилляции плотности состояний, отмеченные в § V.8, приводят к осциллирующей зависимости коэффициента поглощения от магнитной индукции (при заданной частоте света) или от частоты (при заданной магнитной индукции). В невырожденных зонах пики коэффициента поглощения (без изменения проекции спина) определяются условием, вытекающим из формулы (V.8.7) и такого же выражения для плотности состояний в валентной зоне:

$$\hbar\omega = E_g + \hbar(\omega_n - \omega_p)(n + 1/2) \pm \beta(g_n - g_p)\mathcal{B}. \quad (12.1)$$

Здесь

$$\omega_n = \frac{e\mathcal{B}}{m_n c}, \quad \omega_p = \frac{e\mathcal{B}}{m_p c},$$

g_n и g_p — гиромагнитные отношения для электронов проводимости и дырок.

Согласно (12.1) экспериментальное исследование междузонных переходов в магнитном поле позволяет определять параметры $\omega_n - \omega_p$ и $g_n - g_p$. Существенно, что при этом мы не обязаны ограничиваться областью энергий, близких к границам запрещенной зоны. Подбирая значение магнитной индукции, можно вести измерения в области частот, заметно превышающих E_g/\hbar . При этом получается информация о структуре зоны проводимости (валентной зоны) вдали от ее дна (потолка).