

SUBMILLIMETER SPECTROSCOPY OF SEMICONDUCTORS

E. M. GERSHENZON

Applications of submillimeter technique for semiconductor spectroscopy are discussed. The technique is based on backward wave oscillators (BWO) – voltage tunable monochromatic electromagnetic waves generators.

Обсуждаются возможности субмиллиметровой спектроскопии полупроводников, основанной на применении перестраиваемых генераторов монохроматического электромагнитного излучения – ламп обратной волны (ЛОВ).

© Гершензон Е.М., 1998

СУБМИЛЛИМЕТРОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Е. М. ГЕРШЕНЗОН

Московский государственный педагогический университет

ВВЕДЕНИЕ

В статье [1] было рассказано об успехах спектроскопии в очень важном для исследований вещества во всех агрегатных состояниях и слабо освоенном участке электромагнитного спектра – на субмиллиметровых волнах, которые стали возможными благодаря созданию монохроматических и перестраиваемых питающим напряжением генераторов этого диапазона – ламп обратной волны (ЛОВ). В этой статье, посвященной исследованию полупроводников, возможности новой области спектроскопии проявляются наиболее разносторонне и наглядно.

В традиционном представлении спектроскопия и радиоспектроскопия имеют разные области исследований и существенно разнесены по частотам наблюдения. В полупроводниках из-за значительной диэлектрической проницаемости ($\chi \geq 10$) и малой эффективной массы носителей заряда ($m^* \leq 0,1m_0$, где m_0 – масса свободного электрона) эти области изучения свойств вещества на субмиллиметровых волнах просто перекрываются и спектроскопические методы, основанные на вариации частоты наблюдения, и модуляционные магнитные методики сосуществуют и взаимно дополняют друг друга. Скажем, характерные для спектроскопии исследования возбужденных состояний атомов, эффекта Зеемана и др. приводят к тем же эффектам поглощения α и изменения проводимости σ , что и обычные для радиоспектроскопии циклотронный и спиновый резонансы.

По-новому в этих условиях встают и такие вопросы физики полупроводников, как разогрев носителей в электрическом поле E , воздействие света, возможности изучения высокоэнергичных фононов и др.

1. Ряд объектов в полупроводниках имеет достаточно малые энергии связи ($E = 1-5$ мэВ), поэтому характеристические для них частоты соответствуют субмиллиметровому диапазону. Среди них весь спектр возбужденных состояний мелких примесей в полупроводниках, энергии связи многих примесных комплексов, экситонов, энергии активации прыжков электронов между примесями, приводящих к проводимости, зеемановские и штарковские переходы для возбужденных состояний примеси и т.д. На этих же частотах реализуется квантовый циклотронный и

спиновый резонанс, циклотронный резонанс электронов, локализованных на примесях.

2. Кроме самостоятельного значения для полупроводников субмиллиметровые эксперименты с ними перспективны как модельные по реализации экстремальных условий, пока неосуществимых в лабораторных условиях [2]. Пример: воздействие магнитного поля **H** на примесный атом. Даже в германии Ge и арсениде галлия GaAs во вполне доступных постоянных $H \approx 60$ кЭ эквивалентное по отношению к свободному атому магнитное поле составляет $H_{\text{экв}} \approx 3$ ГЭ, недостижимое к настоящему времени и в импульсном режиме. Такие материалы, как антимонид индия n-InSb, где энергия связи и эффективная масса электронов наименьшие, могут стать особенно перспективны для такого рода опытов. По-новому можно ставить вопросы исследования интерференции возбужденных состояний атома и влияния на него **H**, **E**, изучения отрицательных ионов и т.д.

3. Практическая значимость субмиллиметровых исследований полупроводников может быть в на-

стоящее время проиллюстрирована такими применениями, как химический анализ примесей в полупроводниках, определение ряда констант для материалов и создание новых типов фоторезисторов и болометров.

АППАРАТУРА И МЕТОДИКИ

На рис. 1 приведены простейшая блок-схема ЛОВ-спектрометра, предназначенного для исследования полупроводников, и типичная конструкция держателя образца. Прибор перекрывает об область спектра от 2000 до 200 мкм с помощью нескольких ЛОВ. В полупроводниках (в отличие, например, от газов) наиболее узкие спектральные линии даже для изолированных центров из-за наличия фонов и при гелиевых температурах имеют ширину $\Delta E \geq 10^{-3}$ мэВ, поэтому вопросы специальной стабилизации частоты генераторов не стоят: разрешающая способность спектрометра $\lambda/\Delta\lambda = 10^5$ достигается применением хороших блоков питания. При необходимости используется автоматическая подстройка частоты. Сложнее со стабилизацией

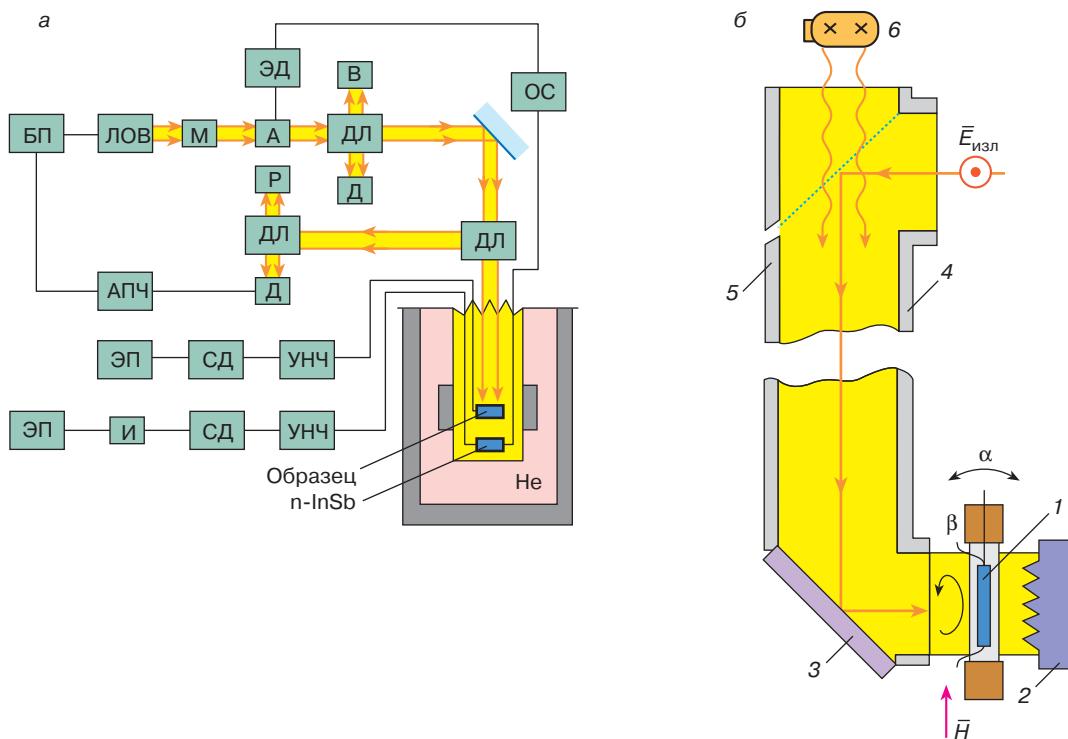


Рис. 1. а – блок-схема субмиллиметрового спектрометра для исследования полупроводников и б – конструкция лучевода и держателя образца, имеющего две степени свободы α , β для ориентации кристаллографических осей образца относительно магнитного поля **H**.

ЛОВ – лампа обратной волны, БП – блок питания ЛОВ, М – модулятор, А – аттенюатор с электродвигателем ЭД, включенным в цепь обратной связи ОС, ДЛ – делитель света, В – волномер, Д – детектор, Р – резонатор, АПЧ – цепь автоподстройки частоты, ЭП – электронный потенциометр, СД – синхродетектор, УНЧ – усилитель низкой частоты, И – интегратор. 1 – образец, 2 – согласованная нагрузка, 3 – металлическое зеркало, 4 – диэлектрический лу-чевод, 5 – проволочная решетка, 6 – лампа накаливания

мощности излучения в диапазоне перестройки частоты каждой ЛОВ: недостатком ЛОВ является изрезанность их амплитудно-частотных характеристик. Выравнивание уровня мощности излучения, падающего на исследуемый образец, можно производить с помощью аттенюатора, включенного в цепь электромеханической отрицательной обратной связи. Измерения в спектрометре проводятся по фотопроводимости исследуемого образца либо по поглощению им излучения с помощью приемника из n-InSb, расположенного за образцом. Держатель образца помещается в гелиевый криостат со сверхпроводящим соленоидом ($H_{\max} \approx 60$ кЭ). Применяется развертка частоты или магнитного поля. Высокочастотный тракт выполняется в квазиоптическом исполнении. Предусмотрены возможности поляризационных измерений (включая круговую поляризацию), подсвета образцов, воздействия на них одноосного сжатия P , электрического поля E , изменения температуры T , юстировки их положения. При измерениях фотопроводимости применяется стандартная модуляционная методика с синхронным детектированием, при измерении малых коэффициентов поглощения (до $\alpha \approx 10^{-5}$ см⁻¹) — метод двойной модуляции магнитного поля с последующим восстановлением формы спектра из сигнала производной интегратором. При необходимости в условиях одного эксперимента можно регистрировать спектры как фотопроводимости, так и поглощения. Образец можно помещать и в открытый резонатор.

В экспериментах были использованы образцы германия Ge, кремния Si, арсенида галлия GaAs и антимонида индия n-InSb как технологически наиболее освоенных материалов, позволяющих провести исследования различных слабосвязанных состояний в полупроводниках.

Следует отметить, что тогда, когда это возможно, здесь применяется балансная методика, при которой регистрируется в первую очередь изменение параметров исследуемого образца. Например, при индикации циклотронного резонанса (ЦР) свободные носители в полупроводнике при низких температурах генерируются с помощью модулированной подсветки, поэтому применение синхронного детектирования на частоте модуляции исключает помехи приему. В случае необходимости индикация резонанса осуществляется непосредственно по изменению статической проводимости образца σ в магнитном поле при фиксированной частоте излучения с помощью нанесенных на него контактов.

При исследовании примесей балансная методика реализуется за счет использования явления фототермической ионизации возбужденных состояний атомов [3], соответствующей двухступенчатому процессу (возбуждению атома резонансным фотоном и затем его ионизации с участием фононов), в результате которого вновь наблюдается резонанс-

ное изменение статической проводимости образца (см. рис. 4–7 в [2]). Эта фотопроводимость, возникающая под действием излучения, позволяет при низких температурах (а именно они представляют наибольший интерес в такого рода исследованиях) наблюдать эффекты практически при отсутствии постоянной составляющей сигнала. Это определяется тем, что кванты субмиллиметрового излучения в большинстве случаев не возбуждают зонную проводимость и достаточно слабо взаимодействуют со свободными носителями заряда.

Нас будут интересовать прежде всего такие объекты, характеристические частоты которых соответствуют субмиллиметровому диапазону волн, $v \approx 10^{11} - 1,5 \cdot 10^{12}$ Гц, то есть квантам излучения $\mathcal{E} = h\nu \sim 5 \cdot 10^{-16} - 10^{-14}$ эрг. Естественно, что присущие им квантовые явления проявляются при достаточно низких температурах ($kT \leq h\nu$, $T \sim 3 - 50$ К). Только в этих условиях даже простейшие образования, которые мы привыкли рассматривать сугубо классическими, в полной мере проявляют свою квантовую природу и становятся экзотическими источниками информации о строении вещества. Ниже мы приведем примеры именно самых простых объектов исследования в твердых телах — свободных электронов и дырок, их пар, связанных кулоновским взаимодействием (экзитонов), водородоподобных атомов примесей (Н-центров) и молекулярных комплексов на их основе (например, H₂⁺).

ПРИМЕРЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Примеси в Ge и GaAs. Изучение водородоподобных примесей в полупроводниках позволяет не только исследовать примесные атомы, но и получить ценную информацию о самом кристалле.

В отличие от общепринятых в инфракрасном диапазоне спектральных исследований, когда изучаются переходы электронов с основного состояния примесного атома в возбужденные, на субмиллиметровых волнах, как правило, исследуются переходы между возбужденными состояниями. Исключением являются лишь эксперименты с n-GaAs в магнитном поле, где в диапазон используемого спектрометра попадают и переходы с основного состояния. В большинстве экспериментов спектры регистрировались по фотопроводимости, обязанной фототермической ионизации возбужденных состояний. О спектроскопии примесей уже рассказывалось в статье [2], посвященной исследованию одиночных атомов: при очень малых концентрациях и низких температурах, исключающих внешние воздействия, примесные атомы ведут себя как изолированные. Там были приведены спектры фотопроводимости сурьмы Sb в Ge и диаграмма измеренных переходов между возбужденными состояниями для этой примеси, а также результаты измерений GaAs и n-InSb в магнитном поле, из которых, в частности, следует, что это прекрасные модельные

материалы для исследования атомов в сверхсильных полях.

Для стартовых возбужденных состояний最难的是识别跃迁，而不是对于莱曼系列，但在与光谱的丰富度相关的意义上，它们将消失。其主要结果归结于以下几点。已确定了Ge中大量激发态的能级，研究了它们的Zeeman分裂在几百埃斯特朗德到60千电子伏特的能量范围内，以及Zeeman效应的各向异性、压力的影响、温度、发光和电场对载流子浓度、实验条件下的强度和线宽的影响，以及杂质之间的相互作用。发现了光导率光谱和吸收光谱的特征，它们在激发态之间与激发态之间相关，这对于它们的化学本性来说是已知的，但在某些情况下，文献中的数据与计算结果相吻合。微弱的LOV在这样的光谱研究中可能被利用来研究动力学，例如，通过测量在激发态寿命中电子在激发态之间的光导率 ΔU 来实现。对于不同的参数，测量 ΔU 随频率的依赖关系。为此，除了其他参数外，还必须改变频率在 $2 \cdot 10^1 - 2 \cdot 10^8$ 赫兹的范围内。为此，使用恒压源 U_a ，并叠加一个由外部发生器产生的低频调制，其频率为 $2 \cdot 10^1 - 2 \cdot 10^7$ 赫兹，这导致了幅度调制。为此，使用迈克尔逊干涉仪，从而可以在记录时获得准光学干涉仪的轨迹。这样，就可以立即在同一点上获得拉曼光谱的最大值，从而增加强度并降低噪声。此外，还可以通过增加频率来增加拉曼光谱的分辨率。在研究中，我们使用了两个LOV，其中一个固定在频率上，另一个则根据需要在不同的频率范围内重新校准。这样，就可以在不同的频率下获得拉曼光谱的最大值，从而增加强度并降低噪声。

在补充到杂质光谱中，如[2]所示，只给出一个插图。图2展示了如何使用亚毫米波光谱学来分析杂质在半导体中的化学成分，在这种情况下，特别是在分析杂质浓度较低的情况下，这种方法比光谱学更有效。图2显示了Ge中掺杂硼、镓和铟的光导率光谱的一部分。图中展示了不同杂质浓度下的光导率光谱，展示了光导率随能量的变化，以及不同杂质对光导率光谱的影响。

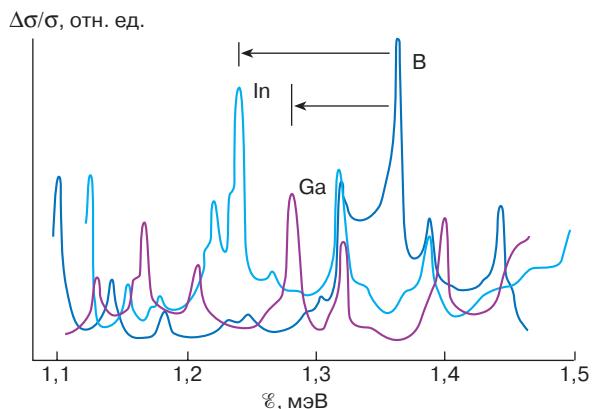


Рис. 2. Участок спектра фотопроводимости Ge, легированного B, Ga и In

Ge的预清洗。方法基于在[3]中详细开发的光电光谱法，基于光热电离，具有与离子化状态不同的特征。硼、镓和铟的光导率光谱部分展示了不同杂质浓度下的光导率光谱，展示了光导率随能量的变化，以及不同杂质对光导率光谱的影响。

Свободные экситоны в Ge. 研究了Ge中的自由激子（即由结合在一起的电子-空穴对组成的复合物）[4]，在亚毫米波波长上而不是通常使用的光学波段进行研究，这在研究条件下特别有趣，因为在这些条件下可以观察到激子从基态向激发态的跃迁。分析了这种类型的跃迁，除了其他参数外，还必须改变频率在 $2 \cdot 10^1 - 2 \cdot 10^8$ 赫兹的范围内。为此，使用恒压源 U_a ，并叠加一个由外部发生器产生的低频调制，其频率为 $2 \cdot 10^1 - 2 \cdot 10^7$ 赫兹，这导致了幅度调制。为此，使用迈克尔逊干涉仪，从而可以在记录时获得准光学干涉仪的轨迹。这样，就可以立即在同一点上获得拉曼光谱的最大值，从而增加强度并降低噪声。此外，还可以通过增加频率来增加拉曼光谱的分辨率。在研究中，我们使用了两个LOV，其中一个固定在频率上，另一个则根据需要在不同的频率范围内重新校准。这样，就可以在不同的频率下获得拉曼光谱的最大值，从而增加强度并降低噪声。

изучения энергетического спектра свободных экситонов открывает новые возможности исследования их взаимодействия между собой, со свободными носителями и пр.

Эксперименты по фотопроводимости и поглощению проведены начиная со столь малых уровней оптического возбуждения, когда концентрация свободных экситонов составляет $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (что недоступно другим методам), до $n_e \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$, когда происходит конденсация экситонов в электроннодырочные капли.

В качестве примера на рис. 3, *a* представлены полученные спектры поглощения свободных экситонов, видны линии переходов экситонов с двух

уровней основного состояния в различные возбужденные и полоса фотоионизации. При понижении температуры от 4,2 до 2 К интенсивность первой серии линий ($E = 2,52; 2,86 \text{ мэВ}, \dots$) по отношению ко второй ($E = 3,14; 3,42 \text{ мэВ}, \dots$) экспоненциально падает с энергией активации $\Delta \approx 0,4 \text{ мэВ}$. В спектре фотопроводимости (рис. 3, *б*) наряду с линиями фотовозбуждения экситонов наблюдается длинноволновая граница фотопроводимости ($E = 3,8 \text{ мэВ}$). При достаточно высоких T появляется дополнительная полоса фотопроводимости, сдвинутая приблизительно на 0,4 мэВ в меньшие энергии. Из совокупности этих данных получен энергетический спектр непрямых экситонов в Ge. Энергия связи экситонов, измеренная по длинноволновой границе

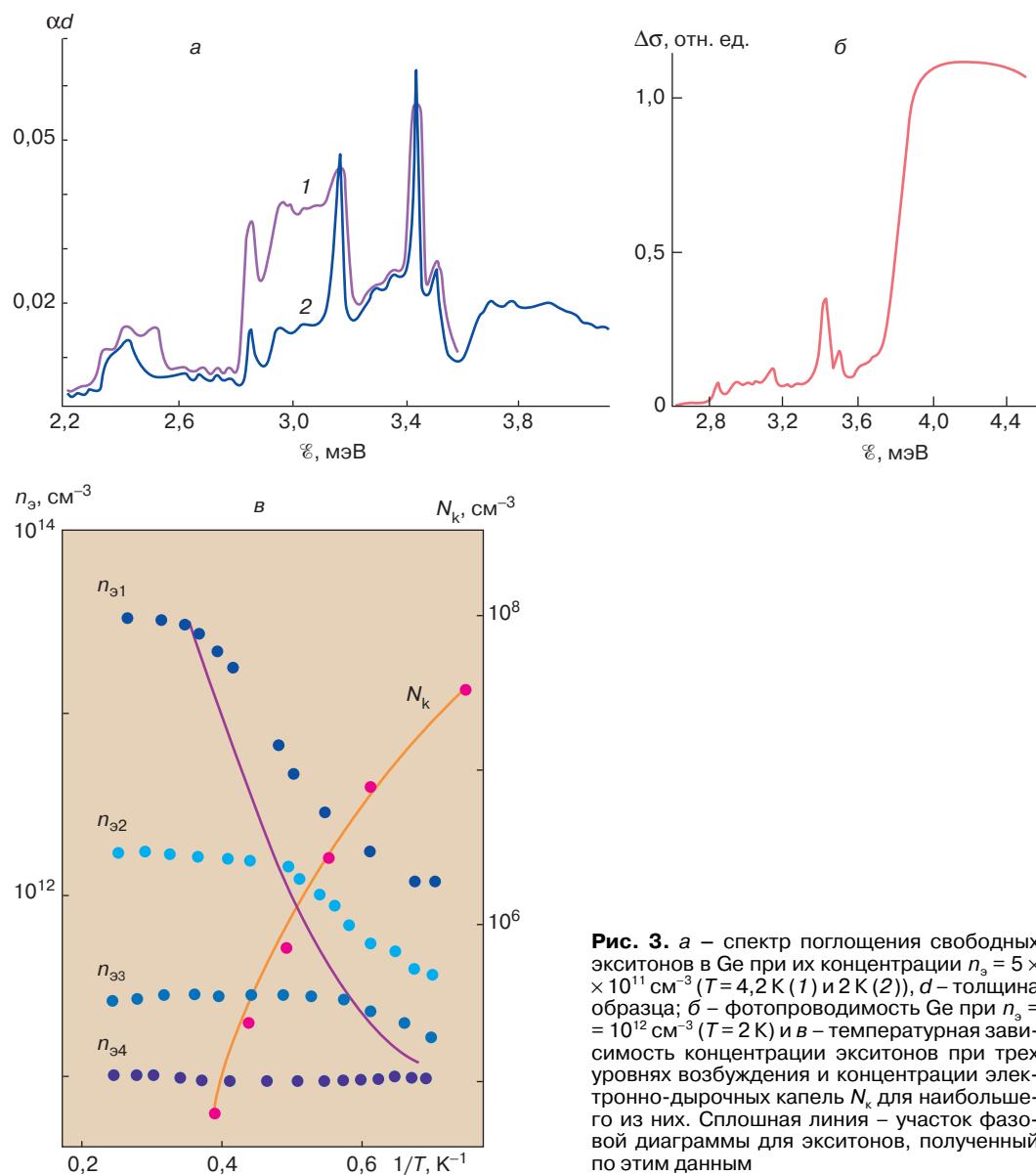


Рис. 3. *а* – спектр поглощения свободных экситонов в Ge при их концентрации $n_e = 5 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($T = 4,2 \text{ К}$ (1) и 2 К (2)), d – толщина образца; *б* – фотопроводимость Ge при $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ($T = 2 \text{ К}$) и *в* – температурная зависимость концентрации экситонов при трех уровнях возбуждения и концентрации электроннодырочных капель N_k для наибольшего из них. Сплошная линия – участок фазовой диаграммы для экситонов, полученный по этим данным

нерезонансной фотопроводимости, получается равной 3,8 мэВ. Энергетическое положение второй серии линий фотовозбуждения экситонов дает энергии возбужденных состояний этой серии. Энергетический зазор Δ между уровнями основного состояния экситона по температурной зависимости интенсивности линий поглощения и спектральным измерениям дает $\Delta \approx 0,4$ мэВ. Однако из-за непараболичности экситонной зоны анализ результатов затруднен — измерения температурных зависимостей проводятся при относительно высоких $T = 2\text{--}4,2$ К, а дополнительная полоса в спектре фотопроводимости наблюдается лишь при высокой температуре ($T \sim 4$ К), когда линии фотовозбуждения могут искажать вид нерезонансной полосы.

Наряду с этими данными получены сведения о ширине экситонных линий и их зависимости от температуры, проведено наблюдение их расщепления в магнитном поле и поведения в электрическом поле.

При понижении температуры и достаточно большом уровне возбуждения, начиная с некоторой температуры, происходит резкое падение интенсивности всего спектра поглощения. Анализ показал, что эффект определяется уменьшением концентрации свободных экситонов при их взаимодействии за счет конденсации экситонов в электронно-дырочные капли. На рис. 3, в воспроизведены температурные зависимости концентрации экситонов при разных уровнях возбуждения G . Линия, проведенная через пороговые точки, отделяет на диаграмме область, где система однофазна (экситонный газ), от области сосуществования капель и пересыщенного экситонного газа. Там же приводятся полученные данные о концентрации электронно-дырочных капель. Выполненные исследования благодаря чувствительности метода позволили проследить ветвь фазовой диаграммы до наиболее низких температур и малых уровней возбуждения. В частности, показано, что при $n_3 \sim 10^{11}$ см⁻³ концентрация экситонов уже не зависит от температуры вплоть до 0,5 К. Из данных экспериментов рассчитаны работы выхода ϕ электронно-дырочной пары из конденсата в экситон, зависимости радиуса капель R от T и G . Установлено, что концентрация капель слабо зависит от уровня возбуждения и резко возрастает с понижением температуры.

H_2^+ -центры. В слаболегированных ($N_D a^3 \ll 1$, N_D — концентрация доноров, a — боровский радиус электрона на доноре) и сильно компенсированных полупроводниках ($1 - K \ll 1$, $K = N_A / N_D$ — степень компенсации примесей) энергия локализованных на примесях электронов существенно зависит от мелкомасштабных, размером $R < N^{-1/3}$, флуктуаций примесного потенциала. Особенно важны потенциальные ямы, возникающие при сближении двух заряженных доноров на расстояние, меньшее среднего. При $T \rightarrow 0$ большинство электронов находятся в таких ямах.

Пары с $R \geq a$ могут рассматриваться как аналог молекулярного иона водорода H_2^+ с характерным расстоянием между ядрами R . Это предположение было проверено на n-InSb с $Na^3 = 0,05$ и $1 - K < 0,15$. При исследовании спектров поглощения были обнаружены пики (рис. 4), энергии которых были сопоставлены со спектром H_2^+ -центров. Было получено хорошее совпадение с теорией (рис. 4). По-видимому, это были первые измерения, показавшие существование молекулярных образований из водородоподобных примесных атомов в полупроводниках. В дальнейшем наличие в полупроводниках H_2^+ -центров было доказано экспериментами с n-GaAs и n-InP.

Полученные результаты представляют особый интерес в связи с тем, что наиболее высокочувствительные субмиллиметровые охлаждаемые n-InSb детекторы выполняются именно из такого компенсированного материала. В литературе механизм детектирования излучения в них обычно связывают с разогревом свободных электронов излучением. Однако из приведенных результатов, гальваномагнитных измерений и исследований поглощения ультразвука следует, что в таком материале при низких температурах преобладает проводимость по примесям. Локализация электронов в примесных комплексах определяет фотоионизационный механизм, при котором электроны после поглощения излучения попадают в полосу примесных состояний и, двигаясь по примесям, создают фотопроводимость.

Свободные носители заряда в Ge. Возможности субмиллиметровых исследований свободных носителей заряда проиллюстрируем одним примером.

Циклотронный (ЦР) и электронный парамагнитный (ЭПР) резонансы в субмиллиметровом диапазоне при гелиевых температурах соответствуют квантующим магнитным полям H ($\hbar\omega_c, \hbar\omega_s > kT$, ω_c и ω_s — частоты циклотронного и спинового резонансов соответственно). Поэтому им присущи некоторые особенности. ЦР успешно используется для анализа зонной структуры полупроводников и механизмов рассеяния и рекомбинации свободных носителей заряда. В квантовых условиях у электронов при акустическом рассеянии ширина линий может быть обусловлена не только процессами рассеяния, но и сдвигом уровней из-за взаимодействия с рассеивателями. При рассеянии на ионизованных примесях в этих условиях роль эффективного параметра рассеяния начинает играть магнитная длина l . В ЭПР в квантовых условиях следует ожидать новых эффектов: зависимости скорости спиновой релаксации свободных электронов от магнитного поля, особенностей резонанса при сопоставимости зеемановского кванта с характерными энергиями переходов между состояниями локализованных носителей и энергиями активации примесной проводимости.

Нестандартные возможности применения ЦР на субмиллиметровых волнах можно продемонстрировать особенностями его наблюдения в неоднородном

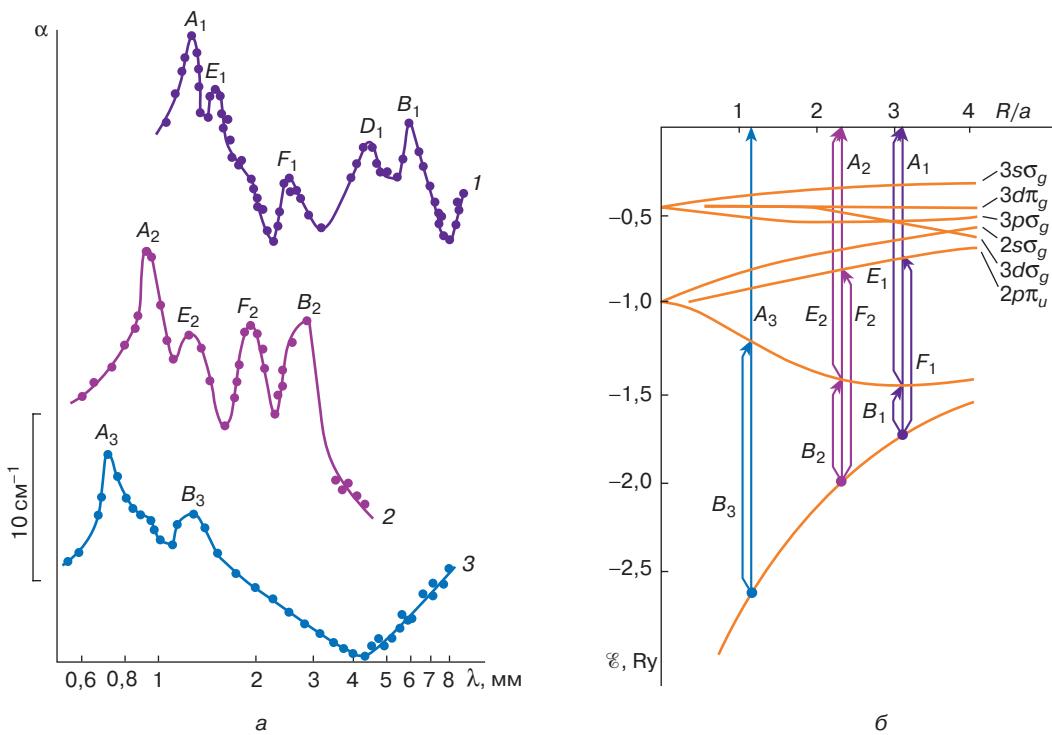


Рис. 4. а – спектры поглощения в антимониде индия (n-InSb) для трех образцов с $N_D = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и различной компенсацией $k = N_A/N_D$, где N_D, N_A – концентрации доноров и акцепторов ($k = 0,85$ (1), $0,89$ (2), $0,94$ (3)) при $T = 4,2 \text{ К}$; б – энергетические уровни H_3^+ в зависимости от расстояния между ядрами (в единицах боровского радиуса). Стрелками показаны переходы между уровнями, энергии которых близки к энергиям наблюдаемых пиков для образцов 1–3

полупроводнике, например германии, легированном литием Ge:Li (рис. 5), для которого при определенных концентрациях введенного лития характерно наличие областей конверсии: в матрице, обладающей р-типа проводимости, возникают области перекомпенсации, имеющие н-тип проводимости. Обычно наличие и параметры конверсированных областей определяют по косвенным признакам, и получаемые сведения о них оказываются явно недостаточными. Как это ни парадоксально, ЦР позволяет не только обнаружить области конверсии, но и измерить их средний размер, концентрацию, концентрацию примесей в них и матрице, потенциальный барьер между областью и матрицей. Способ основан на том, что при ЦР высокочастотное излучение эффективно взаимодействует только с одним сортом носителей. Так как знак свободных носителей заряда в условиях примесного или термического возбуждения однозначно определяется основной примесью, то ЦР может быть использован для обнаружения областей конверсии: если наблюдаются линии, присущие и электронам, и дыркам, это указывает на существование в образце объемов с различными типами проводимости.

Площадь под линией поглощения ЦР определяется числом резонирующих носителей и служит для

оценки числа свободных электронов и дырок. Спектры фотопроводимости в условиях ЦР прежде всего интересны в другом отношении: кроме информации о положении резонансной линии они позволяют независимо определять типы резонирующих носителей по знаку сигнала фотопроводимости (для неосновных носителей – в данном случае электронов – линии инверсированы). Оценка размера областей

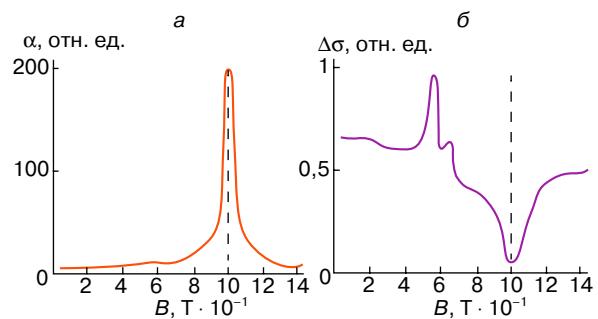


Рис. 5. Спектры поглощения (а) и фотопроводимости (б) на частоте 432 ГГц для Ge:Li с $N_D \approx N_A \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при температуре $T = 13 \text{ К}$ и напряженности приложенного к образцу постоянного электрического поля $E = 0,25 \text{ В/см}$

конверсии r основана на возникновении уширения линии ЦР электронов (свободные электроны есть только в областях конверсии), значение r становится сопоставимым с ларморовским радиусом. Из измерений на столь высокой частоте, когда линия практически не уширена, оценивается вклад рассеяния на нейтральных примесях (в условиях опыта рассеянием на заряженных центрах можно пренебречь), а затем частота наблюдения понижается до значений, когда появляется уширение линий из-за размерного эффекта. Найдя из этих измерений при достаточно низких T (~ 10 К) размер областей конверсии и концентрацию нейтральных центров можно повысить температуру до такой, чтобы стало существенным рассеяние на ионизованных центрах, и тем самым определить раздельную концентрацию примесей (N_D , N_A). Из температурной зависимости площади линий ЦР электронов, регистрируемой по фотопроводимости, можно определить величину потенциального барьера между областью конверсии и матрицей. Полученные данные хорошо согласуются с результатами независимых измерений фототермической ионизации возбужденных состояний доноров и акцепторов, выполненных в рамках тех же субмиллиметровых экспериментов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ограничимся приведенными примерами исследований. Элементы экзотики, характерные для экс-

периментов в области, где происходит стык между классической и квантовой физикой, делают тему особенно интересной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершензон Е.М. Субмиллиметровая спектроскопия // Соросовский Образовательный Журнал. 1998. № 3. С. 92–99.
2. Гершензон Е.М. Современные исследования одиночных атомов // Соросовский Образовательный Журнал. 1995. № 1. С. 116–123.
3. Лифшиц Т.М., Лихтман Н.П., Сидоров В.И. Фотоэлектрическая спектроскопия примесей в полупроводниках // Письма в “Журн. эксперим. и теорет. физики”. 1968. Т. 7, вып. 3. С. 111–114.
4. Беляевский В.И. Экситоны в низкоразмерных системах // Соросовский Образовательный Журнал. 1997. № 5. С. 93–99.

* * *

Евгений Михайлович Гершензон, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой Московского государственного педагогического университета, член-корреспондент РАО, лауреат Государственной премии СССР. Автор более 400 научных работ, монографий, учебников.