

УДК 621.315
© 1992

ДИСКРЕТНЫЕ И КВАЗИДИСКРЕТНЫЕ СОСТОЯНИЯ ДОНОРОВ В Ge В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. М. Палкин, О. А. Шегай

Методом субмиллиметровой лазерной магнитоспектроскопии (СММ ЛМС) исследовались примесные состояния мелких доноров фосфора (P) и сурьмы (Sb), возникающих на фоне непрерывного континуума под уровнями Ландау с номером $N > 1$. В спектре возбужденных дискретных состояний P обнаружены переходы $1s \rightarrow np$ вплоть до $n = 13$. Использование циркулярно-поляризованного излучения лазера позволило провести идентификацию возбужденных состояний по проекции момента при переходе с основного состояния примеси как P, так и Sb. Обнаружено, что для $N > 2$ возникает серия возбужденных состояний, идентифицированных как $(N|v)$ и $(N\bar{v})$.

Последнее время большой интерес вызывают исследования примесного спектра, возникающего в магнитном поле на фоне непрерывного континуума (см., например, для n -GaAs [1-3], p -Ge [4, 5]). При этом необходимо различать исчезающие при уменьшении магнитного поля квазидискретные (метастабильные) состояния и переходящие в возбужденные состояния зеемановского расщепления дискретные (стабильные) состояния.

Известно, что в большом магнитном поле примесные состояния описываются набором квантовых чисел (Nmv) , где m — магнитное квантовое число, v — кулоновское квантовое число, которые переходят по правилу пересечения термов [6, 7] в состояния, описываемые водородоподобной моделью (nlm) , где n — главное квантовое число, l — азимутальное квантовое число.

В настоящей работе методом СММ ЛМС с использованием поляризованного по кругу излучения идентифицированы состояния как дискретного, так и квазидискретного примесного спектра. Недавно аналогичные измерения нами были выполнены для идентификации метастабильных акцепторных состояний в германии [5].

1. Эксперимент

Измерения выполнены на установке СММ ЛМС, состоящей из СММ лазера с оптической накачкой излучением CO_2 лазера и оптического криостата со сверхпроводящей катушкой.

Излучение СММ лазера с помощью зеркал фокусировалось на образец размером $5 \times 4 \times 1$ мм, расположенный в центре сверхпроводящего соленоида. Спектр фотопроводимости (ФП) измерялся в геометрии Фарадея, когда магнитное поле направлялось параллельно волновому вектору СММ излучения и кристаллографическому направлению $[111]$ образца. В дальнейшем мы рассматривали примесные состояния, связанные с A -долиной, вдоль которой направлено магнитное поле. Состояния, связанные с тремя B -долинами, вытянутыми под

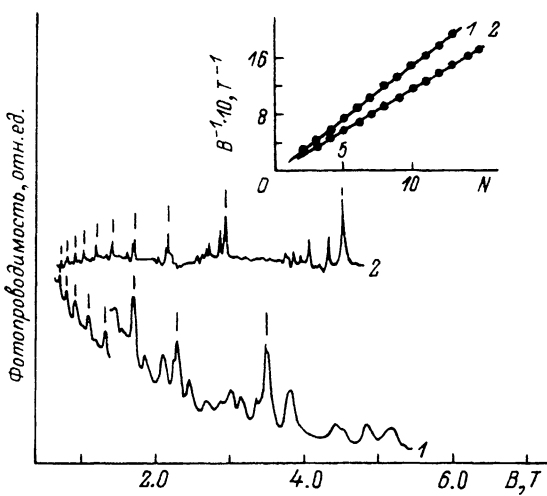


Рис. 1. Типичные спектры фотопроводимости образцов *n*-Ge, содержащие различные доминирующие доноры:

1 — P ($N_D - N_A = 1.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$), 2 — Sb ($N_D - N_A = 1.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$). $\lambda = 57 \text{ мкм}$, линейная поляризация СММ излучения, $T = 4.2 \text{ К}$, $B \parallel [111]$. На вставке — зависимость положения основных резонансов (отмечены стрелками) в обратном магнитном поле от номера уровня Ландау N .

одинаковым углом к магнитному полю и расположенными в гораздо больших магнитных полях, не рассматривались.

Для проведения измерений в циркулярно-поляризованном излучении использовались пластинки $\lambda/4$ из кристаллического кварца [8].

Так как основной причиной, ограничивающей разрешение в данной методике, является неоднородность магнитного поля на размере образца, использовались компенсирующие катушки, позволяющие получать высокую однородность магнитного поля ($\Delta B/B < 5 \cdot 10^{-5}$ в 1 см^3). Сигнал ФП записывался в режиме развертки по магнитному полю по стандартной схеме синхронного детектирования при модуляции СММ излучения на частоте $f = 500 \text{ Гц}$ механического прерывателя. Тянувшее поле не превышало величину примесного пробоя. Методика приготовления образцов и омических контактов к ним описана в [9]. Измерения проводились при $T = 4.2 \text{ К}$, для улучшения отношения сигнал/шум и получения спектра компенсированных примесей использовалась немодулированная межзонная подсветка (эффект оптической «перезарядки» примесей) [10].

2. Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны спектры ФП для двух образцов Ge, содержащих в качестве доминирующих примесей P и Sb, для длины волны СММ лазера $\lambda = 57.0 \text{ мкм}$ в магнитном поле до 7 Т . Энергия кванта фотона существенно превышает энергию ионизации обеих примесей, и наблюдаемые резонансы в спектре обусловлены переходами электрона с основного на возбужденные состояния донора, расположенные под каждым уровнем Ландау начиная с $N = 2$, и последующей ионизацией примеси. Из этого рисунка видно, что расходящийся по магнитному полю линейчатый спектр периодичен по обратному магнитному полю (см. вставку рис. 1), величина периода связана с глубиной залегания примеси при $B = 0$ [9]. Вблизи наиболее интенсивных пиков, связанных с определенным уровнем Ландау, наблюдаются резонансы, принадлежащие возбужденным состояниям того же уровня Ландау.

Доноры P. Примесный спектр доноров P в Ge достаточно хорошо известен. Исследования проводились как в отсутствие [11], так и при наличии магнитного

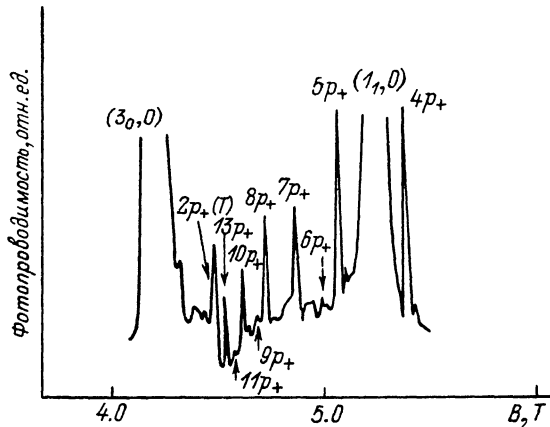


Рис. 2. Фрагмент спектра фотопроводимости образца $p\text{-Ge}$ ($N_a - N_d \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$) в присутствии межзонной подсветки, соответствующий переходам $1s(A) - np_+$ мелкого донора Р.

$\lambda = 57 \text{ мкм}$, линейная поляризация СММ излучения, $T = 42 \text{ К}$, $B \parallel [111]$. Резонанс, отмеченный $2p_+(7)$, соответствует переходу $1s(T) - 2p_+$.

поля [12], где наблюдались низколежащие $2p_+$, $3p_+$ возбужденные состояния [13, 14]. На рис. 2 показан фрагмент спектра ФП в магнитном поле для высоковозбужденных переходов под первым уровнем Ландау ($1s - np_+$). Резонансы $(3_0, 0)$ и $(1_1, 0)$ соответствуют акцепторным переходам алюминия [5].

Так как основное состояние донора в Ge в результате долино-орбитального взаимодействия расщепляется на синглетное $1s(A)$ и триплетные $1s(T)$ (без учета спина), а величина этого расщепления ($\Delta = 2.80 \text{ мэВ}$) гораздо больше kT , то триплетные состояния не заселяются и наблюдаемые пики связаны с оптическими переходами из основного состояния $1s(A)$. Хотя известно, что под действием межзонной подсветки $1s(T)$ состояния заселяются и наблюдается связанный с ними примесный спектр [15].

Идентификация резонансов (рис. 2) проводилась согласно [16], где теоретически рассчитаны спектр и силы осцилляторов высоковозбужденных донорных состояний в Ge в отсутствие магнитного поля. Была рассчитана серия np_+ состояний вплоть до $n = 17$, причем спектр неводородоподобен, т. е. отклоняется от зависимости $1/n^2$, а силы осцилляторов убывают с ростом n немонотонным образом. Оба этих обстоятельства использовались при идентификации высоковозбужденных состояний фосфора. По-видимому, магнитное поле не должно приводить к существенному перераспределению сил осцилляторов, и относительные интенсивности резонансов на рис. 2 хорошо согласуются (за исключением пика $13p_+$) с рассчитанными в [16].

Описываемые выше состояния относятся к дискретному примесному спектру (np_+) в магнитном поле, имеющие также обозначения (11ν) , где ν четное.

На рис. 3 показана энергетическая схема примесных состояний в магнитном поле, взятая из работы [7]. Из этого рисунка видно, что под каждым уровнем Ландау возникает сложная картина состояний, часть которых относится к дискретному спектру (все состояния под нулевым уровнем Ландау и нижние — под остальными), а часть — к квазидискретному по приведенному выше критерию. Правила отбора для поляризованного по кругу излучения (геометрия Фарадея) в электродипольном приближении следующие: $\Delta m = \pm 1$, $\pi_i \pi_f = -1$, где π_i, π_f — четность начального и конечного состояний соответственно. Четность определяется из выражения $\pi = (-1)^{m+\nu}$ и для основного состояния равна $\pi = +1$. Таким образом, состояния под уровнями Ландау с $N > 1$, на которые осуществляются переходы с основного состояния донора, являются квазидискретными.

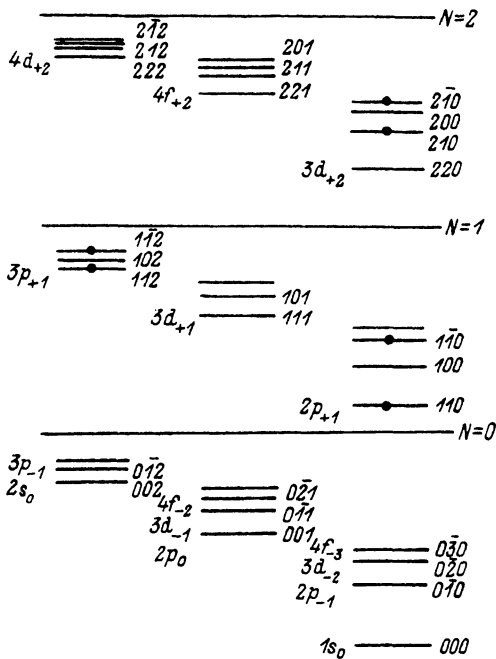


Рис. 3. Энергетическая схема примесных состояний в большом магнитном поле и правила отбора для круговой поляризации при переходах с основного состояния донора в электродипольном приближении [7].

На рис. 4 показаны спектры примесных переходов фосфора, принадлежащих уровням Ландау с $N=1$ (а) и $N=2$ (б), для правой (σ^+) и левой (σ^-) циркулярно-поляризованной волны СММ лазера. Из рис. 4, а видно, что, кроме известной дублетной структуры дискретных состояний $2p_+$, $3p_+$ и т. д., возникающей из-за различия g -факторов основного и возбужденного состояний [14], наблюдаются резонансы, имеющие обратную поляризационную зависимость и не зависящие от поляризации. Т. е. если пики серии np^- подавляются при σ^- -поляризации, а возрастают при σ^+ -поляризации, то дублетный пик, расположенный вблизи перехода на $2p_+$ состояние и известный в литературе как «с»-пик [17], наоборот, возрастает при σ^- -поляризации и подавляется при σ^+ -поляризации. Поэтому мы идентифицировали его как переход на $(1\bar{1}0)$ состояние. Величина расщепления сравнима с расщеплением перехода на $2p_+$ состояние, что свидетельствует о близости g -факторов возбужденных $(1\bar{1}0)$ и $2p_+$ состояний. Неожиданным, и это отмечалось в [2] для n -GaAs, является то, что ширина линии этого метастабильного резонанса сравнима с шириной линии дискретного перехода. Это связано с тем, что невозможен развал возбужденного состояния на нижележащие уровни Ландау в силу закона сохранения момента [7]. Резонансы, расположенные между пиками дублетов (110) и $(1\bar{1}0)$ состояний, не зависят от σ^+ -поляризации, имеют также дублетную структуру, но по ширине значительно превосходят оба перечисленных резонанса и идентифицированы, согласно рис. 3, как (100) состояния. При более внимательном рассмотрении пик меньшей интенсивности имеет поляризационно зависящую часть, которая относится к комбинированному резонансу перехода $1s-2p_+$, недавно обнаруженному нами в [18].

На рис. 4, б представлены спектры переходов на метастабильные состояния под уровнем Ландау с $N=2$, из которых видно, что спиновый дублет резонансов сохраняется, так же как и для резонансов дискретного спектра. Наряду с

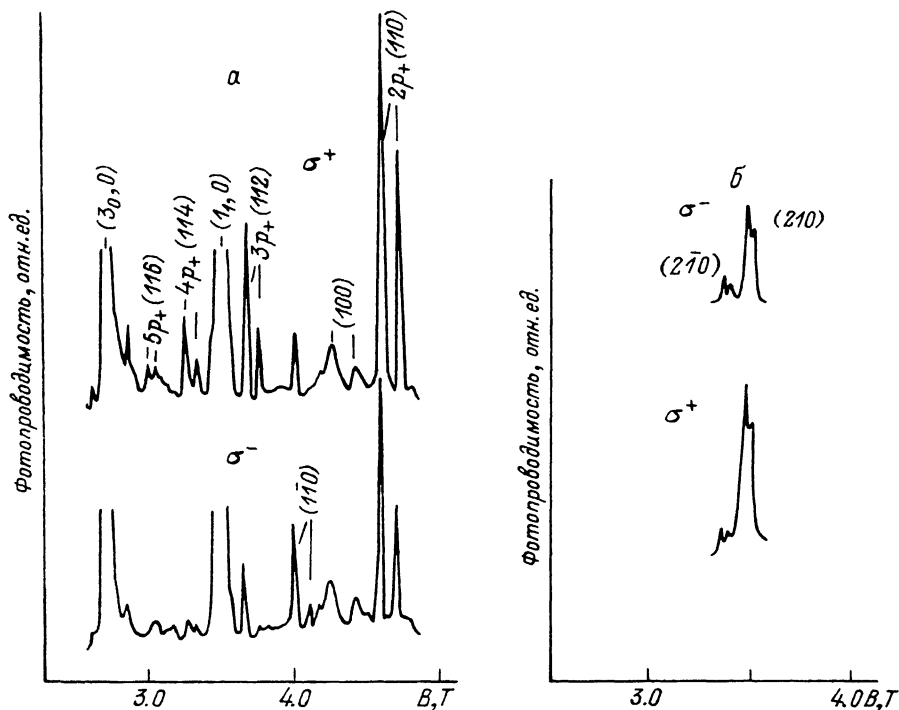


Рис. 4.

а — спектр фотопроводимости того же образца, что и на рис. 2, для правой (σ^+) и левой (σ^-) круговой поляризации СММ излучения, соответствующий переходам $1s \rightarrow dp$. $\lambda = 70.5$ мкм, $T = 4.2$ К, $B \parallel [111]$; б — фрагмент спектра фотопроводимости, соответствующий переходам на примесные состояния фосфора под уровнем Ландау с номером 2; $\lambda = 57$ мкм, $T = 4.2$ К, $B \parallel [111]$.

резонансом (210) наблюдается и резонанс (210), идентифицированный по σ^\pm -поляризации. Аналогичные особенности наблюдались и для вышележащих уровней Ландау. Таким образом, под каждым уровнем Ландау для донора фосфора нами обнаружены по крайней мере два состояния, различающихся по проекции момента.

Доноры Sb. В отличие от доноров P доли орбитальное расщепление основного состояния доноров Sb мало ($\Delta = 0.32$ мэВ), и необходимо учитывать заселенность $1s(T)$ состояния, а в магнитном поле снятие остаточного долинного и спинового вырождений. Ранее наблюдались основные переходы на $2p_{17}$ и $3p_{17}$ состояния доноров Sb в магнитном поле с учетом вышесказанного [14, 17].

На рис. 5 представлен спектр того же образца, что и на рис. 1 (2), содержащего Sb в качестве доминирующей примеси для правой и левой круговой поляризации СММ излучения ($\lambda = 57$ мкм). Как отмечалось выше, из периодичности по обратному магнитному полю основного пика каждой серии (см. вставку рис. 1) следует, что все пики относятся только к возбужденным состояниям Sb. Из рис. 5 видно, что каждый второй пик (считая от основного) в серии резонансов, принадлежащих определенному уровню Ландау, по интенсивности подавляется для σ^+ -поляризации и возрастает для σ^- -поляризации. Поляризационное поведение основных пиков каждой серии обратное, что позволяет сделать вывод о различной принадлежности по проекции момента этих двух возбужденных состояний под каждым уровнем Ландау.

В работе [14] было показано, что для доноров Sb вероятность переходов с $1s(T)$ состояний в несколько раз превышает вероятность переходов с $1s(A)$ во всем диапазоне магнитных полей. В свою очередь из шестикратно вырожденного

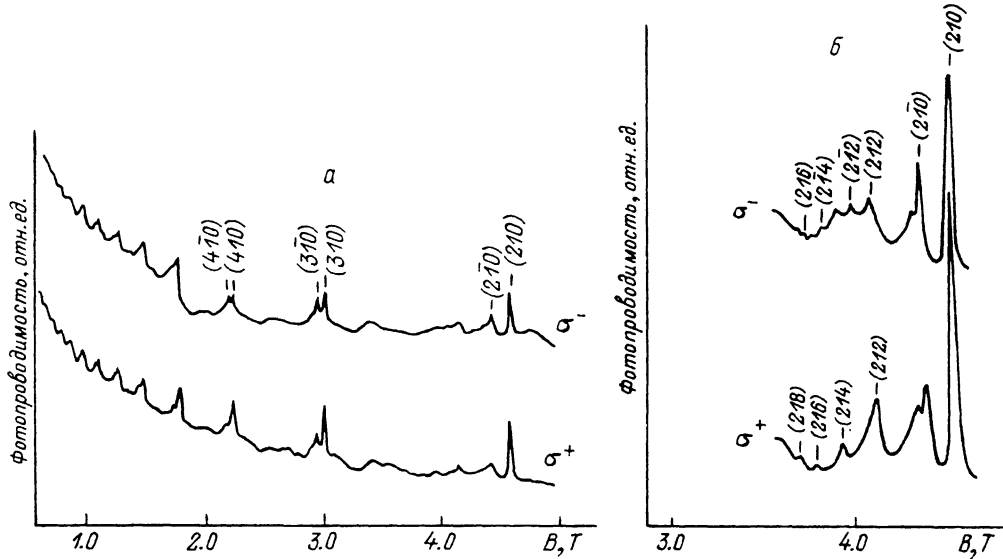


Рис. 5.

a — спектр фотопроводимости того же образца, что и на рис. 1 (кривая 2), для правой (σ^+) и левой (σ^-) круговой поляризации СММ излучения. $\lambda = 57$ мкм, $T = 4.2$ К, $B \parallel [111]$; *b* — более подробный фрагмент спектра фотопроводимости, соответствующий переходу на примесные состояния Sb под уровень Ландау с номером 2.

$1s(T)$ в нулевом магнитном поле состояния (с учетом спина) переходы с двух состояний по правилам отбора запрещены, а еще с двух (E_2^+ и E_2^-) вероятность гораздо больше, чем с оставшихся (E_1^+ и E_1^-) [14].

На рис. 5, *b* более подробно показан фрагмент спектра ФП, соответствующий переходам на квазидискретные состояния под вторым уровнем Ландау для циркулярно-поляризованной волны СММ излучения. Из этого рисунка видно, что для σ^+ -поляризации интенсивность нечетных резонансов (начиная от основного) возрастает, а четных — падает. Для σ^- -поляризации наблюдается обратная картина. Исходя из этого, состояния под вторым уровнем Ландау идентифицированы нами как (21ν) и $(2\bar{1}\nu)$ квазидискретные состояния с ν вплоть до 10 (ν четное).

Отсутствие спинового дублета для любого из переходов свидетельствует о том, что наблюдаемые резонансы связаны с переходами с $1s(T)$ состояния Sb, для которого g -фактор сравним с g -фактором возбужденного состояния [14].

Таким образом, в работе обнаружен спектр дискретных высоковозбужденных состояний доноров Р вплоть до $n = 13$. Обнаружена немонотонная зависимость интенсивности пиков с ростом n , подтверждаемая теоретическими расчетами сил осциллятора для доноров в Ge [16].

Использование поляризационных измерений позволило идентифицировать известный в литературе «с»-пик [17] как переход на возбужденное квазидискретное состояние $(1\bar{1}0)$. Аналогичные примесные состояния фосфора обнаружены и для вышележащих уровней Ландау.

Квазидискретные состояния обнаружены и для Sb при оптических переходах с $1s(T)$ состояния, но в отличие от Р удалось идентифицировать состояния $(N\bar{1}\nu)$ и $(N1\nu)$ при $N = 2$ вплоть до $\nu = 10$, а интенсивности серии $(N\bar{1}0)$ сравнимы с $(N10)$.

В заключение авторы выражают благодарность Ш. М. Когану и С. К. Саввиных за полезные обсуждения.

- [1] Wagner H. P., Prettl W. // Sol. St. Comm. 1988. V. 66. N 4. P. 367—369.
- [2] Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Осутин А. В., Сейсян Р. П., Эфрос Ал. Л., Язева Т. В. // ФТП. 1988. Т. 22. № 8. С. 1416—1421.
- [3] Klarenbosch A., Klaassen T. O., Wenckebach W. Th. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 10. P. 6323—6328.
- [4] Jungwirt G., Kropf R., Roessler U., Prettl W. // Sol. St. Comm. 1989. V. 72. N 1. P. 17—20.
- [5] Palkin A. M., Shegai O. A. // Phys. St. Sol. (b). 1991. V. 167. N 1.
- [6] Boyle W. S., Howard R. E. // J. Phys. Chem. Solids. 1961. V. 19. N 3/4. P. 181—188.
- [7] Simola J., Virtamo J. // J. Phys. B: Atom. Molec. Phys. 1978. V. 11. N 19. P. 3309—3322.
- [8] Russell E., Bell E. E. // J. Optical Soc. Amer. 1967. V. 57. N 3. P. 341—348.
- [9] Неизвестный И. Г., Олзоев И. К., Палкин А. М., Шерай О. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 570—572.
- [10] Kogan Sh. M., Lifshits T. M. // Phys. St. Sol. (a). 1977. V. 39. N 11. P. 11—39.
- [11] Seccomber S. D., Korn D. M. // Sol. St. Comm. 1972. V. 11. N 11. P. 1539—1545.
- [12] People R., Wolff P. A. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 8. P. 4634—4644.
- [13] Navarro H., Griffin J., Haller E. E. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1988. V. 21. N 8. P. 1511—1520.
- [14] Аверкиев Н. С., Гельмонт Б. Л., Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Кропотов Г. И. // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 4 (10). С. 1409—1417.
- [15] Rotsaert E., Clauws P., Vennik J., van Goethem L. // J. Appl. Phys. 1989. V. 65. N 2. P. 730—735.
- [16] Бейнихес И. Л., Коган Ш. М. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. № 1. С. 39—42; ЖЭТФ. 1987. Т. 93. № 1 (7). С. 285—301.
- [17] Horii K., Nisida Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1971. V. 31. N 3. P. 783—791.
- [18] Палкин А. М., Шерай О. А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 5. С. 1581—1582.

Институт физики полупроводников
СО РАН
Новосибирск

Поступило в Редакцию
23 августа 1991 г.