

МАГНИТОСПЕКТРОСКОПИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ПРИМЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Осутин А. В.,
Сейсян Р. П., Эфрос Ал. Л., Язева Т. В.

Методом лазерной фотоэлектрической спектроскопии исследован энергетический спектр резонансных состояний мелких доноров в магнитных полях (H) до 85 кЭ. Состояния располагаются под каждым уровнем Ландау с номером $N \geq 1$. Из сопоставления с численным расчетом, выполненным в адиабатическом приближении, проведена идентификация спектра. Резонансные состояния наблюдались и в слабых H , когда их энергия связи становилась больше циклотронной энергии и неприменимы известные теоретические критерии, обосновывающие существование состояний на фоне сплошного спектра электронов зоны проводимости.

1. В магнитном поле кулоновский потенциал изолированных примесных центров приводит к образованию под каждой подзоной Ландау с номером $N \geq 1$ серии резонансных примесных состояний. Эти состояния метастабильны, так как могут распадаться в сплошной спектр подзон Ландау с меньшим номером N . С ростом магнитного поля (H), когда циклотронная энергия свободных носителей ($\hbar \omega_c$) становится много больше, чем энергия (Ry^*) связи электрона с центром при $H=0$ ($\beta = \hbar \omega_c / 2Ry^* \gg 1$, где $\omega_c = eH/m^*c$, $Ry^* = m^*e^4/\hbar^2\epsilon^2$, m^* — эффективная масса носителей заряда, ϵ — диэлектрическая проницаемость), вероятность распада и, следовательно, ширины таких состояний уменьшаются. Это обусловлено адиабатичностью движения локализованного на центре электрона вдоль направления магнитного поля [1, 2], а именно электрон в состоянии с малой энергией связи и соответственно с малыми характерными импульсами продольного движения ($p \sim \sqrt{2m^*Ry^*}$) при распаде должен перейти в состояние нижних подзон Ландау с большим импульсом продольного движения ($p' \sim \sqrt{2m^*\hbar\omega_c}$). В случае же $\beta \gg 1$ вероятность такого процесса мала, так как $p \ll p'$.

Исследование примесных центров и диамагнитных экситонов показало, что резонансные состояния наблюдаются как в сильных [3, 4], так и в слабых (в смысле $\beta < 1$) магнитных полях [5-7]. Водородоподобные состояния наблюдаются и в спектроскопии ридберговских атомов [8, 9]. В магнитном поле при энергиях, превышающих порог ионизации, также регистрируется спектр резонансных состояний с характерным периодом $\hbar \omega_c$ [10]. Отметим, что в слабых магнитных полях при $\beta < 1$ или даже при $\beta \ll 1$ не только отсутствует аналитическая теория, описывающая резонансные состояния (для $\beta \gg 1$ она построена в [1, 2]), но и не описана область возможного существования, ограниченная их уширением при уменьшении магнитного поля.

Цель настоящей работы — экспериментальное определение энергетического спектра резонансных состояний в промежуточных магнитных полях ($\beta \leq 1$), его идентификация путем сопоставления с результатами проведенного численного расчета в области применимости адиабатического подхода и исследование дальнейшего генезиса спектра в меньших магнитных полях.

2. Изучены спектры фотовозбуждения мелких доноров в GaAs при $T=4.2$ К в H до 85 кЭ. Измерения проводились на лазерном магнитоспектрометре высокого разрешения (~ 0.1 мкэВ) по методике, описанной в [11]. Источниками из-

лучения являлись субмиллиметровые лазеры на парах CH_3OH ($\lambda=62.97, 70.52, 77.4, 86.0, 96.52, 118.83, 133.12, 140.1, 151.25, 163.03, 170.58, 186.04$ мкм) и CH_3OD ($\lambda=57.0$ мкм) с оптической накачкой перестраиваемым CO_2 -лазером [12]. Исследовались чистые слои n -GaAs с разностной концентрацией доноров и акцепторов $10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

3. На рис. 1 приведен спектр фотозвуждения мелких доноров в магнитном поле. Спектр записан на длине волны $\lambda=70.52$ мкм разверткой магнитного поля.

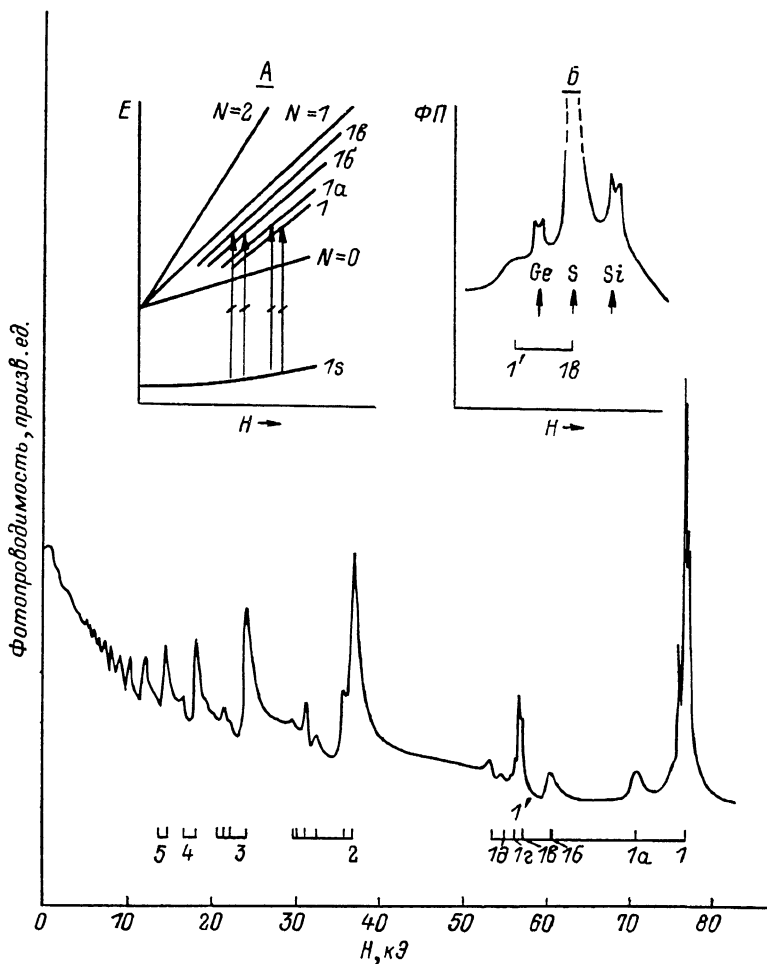


Рис. 1. Спектр фотопроводимости GaAs в магнитном поле.

$\lambda=70.52$ мкм, $T=4.2$ К. Обозначения линий пояснены в тексте. На вставке А — ход основного состояния доноров ($1s$) и первых трех уровней Ландау в магнитном поле. Стрелками показаны переходы с $1s$ в четыре резонансных состояния под уровнем Ландау с $N=1$. На вставке Б — в увеличенном масштабе участок спектра, соответствующий переходам $1s \rightarrow 1'$ и $1s \rightarrow 1e$.

Линии в спектре группируются в серии. Начальным состоянием всех наблюдаемых оптических переходов является основное ($1s$) состояние донорных атомов. Энергетическое расстояние до ближайшего возбужденного $2p_{-1}$ -состояния больше $10 kT$, и вероятность заселения возбужденных состояний за счет теплового заброса электронов мала. Поэтому при $T=4.2$ К электроны локализованы на $1s$ -состоянии донорных атомов. Конечные состояния в каждой серии переходов располагаются под дном соответствующих подзон Ландау. На вставке А (рис. 1) схематически показаны четыре перехода с конечными состояниями под подзоной Ландау с $N=1$, которые впервые были идентифицированы в работе [6].

По аналогии с [6] первая линия в каждой серии обозначена цифрой ($N=1, 2, 3, \dots$), совпадающей с номером подзоны Ландау, а остальные — цифрой с буквенными индексами (Na, Nb, Nc, \dots). В каждой серии наблюдается оп-

ределенная последовательность линий, подобных по интенсивности и взаимному расположению. Линии, обозначенные цифрами и имеющие одинаковые буквенные индексы, эквидистантны по обратному магнитному полю. С уменьшением магнитного поля линии сближаются, разрешение ухудшается и достоверно регистрируются только первые линии в каждой серии. Самые интенсивные и узкие линии в первой серии (I и Ia) имеют тонкую структуру, обусловленную тем, что энергия основного состояния зависит от химической природы примесей (химический сдвиг) [13]. При этом в $H \geq 50$ кЭ каждая линия, отвечающая фотовозбуждению химически различных доноров, расщеплена на две компоненты (см. вставку B на рис. 1). Расщепление обусловлено различием g -факторов состоя-

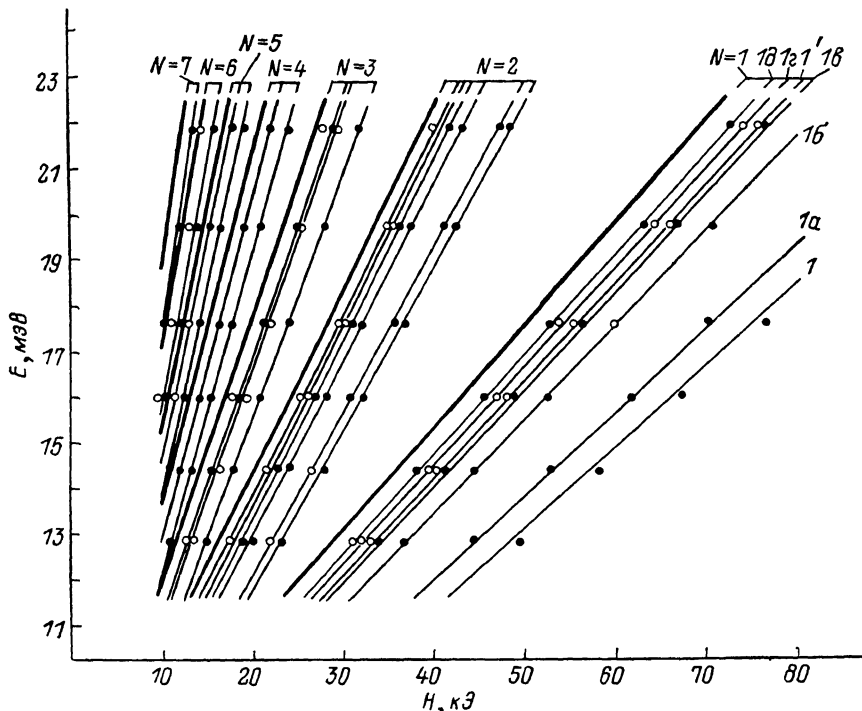


Рис. 2. Энергии переходов электронов с $1s$ -состояния доноров в возбужденные резонансные состояния под уровнями Ландау с $1 \leq N \leq 7$ ($12 < \hbar\omega < 22$ мэВ, $10 < H < 80$ кЭ). Обозначения переходов соответствуют рис. 1. Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент. Темные и светлые кружки соответствуют линиям переходов с большой и малой интенсивностью.

ний, между которыми происходит оптический переход [14]. На других линиях спектра тонкая структура не разрешается. На вставке B в укрупненном масштабе также показана впервые зарегистрированная слабая по интенсивности линия, обозначенная I' .

На рис. 2 изображена зависимость от магнитного поля энергий наблюдаемых переходов ($\hbar\omega > 12$ мэВ, $H > 10$ кЭ). Точки — эксперимент, сплошные линии — результат расчета. Приведены зависимости только для энергий переходов под уровнями Ландау до $N=7$. На самой короткой длине волны $\lambda=57.0$ мкм ($\hbar\omega = 21.8$ мэВ) удалось разрешить переходы вплоть до $N=19$.

Энергии переходов ($\hbar\omega$) определяются выражением

$$\hbar\omega = E_N(H) + E_{1s}(H) - \xi_{NM\nu}(H), \quad (1)$$

где $E_N(H)$ — энергия N -го уровня Ландау, $E_{1s}(H)$ — энергия связи $1s$ -состояния в магнитном поле, отсчитанная от дна зоны проводимости в $H=0$, $\xi_{NM\nu}(H)$ — энергия связи ν -го резонансного уровня ($\nu=0, 1, 2, \dots$) с проекцией момента M , отсчитанная от дна N -й подзоны Ландау.

Положение уровней Ландау находилось в рамках обобщенной модели Кейна [15], которая описывает непараболичность электронного спектра, свя-

занную с взаимодействием зоны проводимости с валентной зоной, и учитывает вклад удаленных зон в массу электрона.

Энергия связи $1s$ -состояния определена по данным вариационного расчета, выполненного в приближении эффективной массы [16], с учетом поправки на химический сдвиг донора S, который, как это видно на вставке B к рис. 1, является преобладающим по концентрации в исследованных образцах. Величину химического сдвига определяли из сравнения теоретической зависимости энергии перехода $1s \rightarrow 2p_{-1}$ [16] с экспериментальной для донора S [14, 17-21], принимая во внимание идентификацию линий доноров [19].

4. Расчет энергии связи резонансных состояний $\xi_{NM}(H)$ под уровнями Ландау E_N с $N \neq 0$ проводился в рамках адиабатического приближения [1, 2, 7]. Численно решалось одномерное уравнение Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + W(z) - \xi \right] g(z) = 0, \quad (2)$$

где адиабатический потенциал $W(z)$ искали путем усреднения трехмерного кулоновского потенциала $e^2/\kappa\sqrt{\rho^2+z^2}$ на волновых функциях, описывающих быстрое движение электрона в магнитном поле. Для связанного состояния под уровнем Ландау с номером N и с проекцией момента на направление магнитного поля M ($z \parallel H$) этот потенциал имеет вид [7]

$$W_{NM}(z) = -\frac{e^2}{\kappa} \int \frac{d\rho\rho |f_{n_p, M}(\rho)|^2}{\sqrt{\rho^2+z^2}}, \quad (3)$$

где $f_{n_p, M}$ — нормированная собственная функция уровня Ландау в состояниях, в которых электрон обладает определенной проекцией момента M , n_p — радиальное квантовое число, связанное с N соотношением

$$N = n_p + \frac{|M| + M}{2}. \quad (4)$$

В адиабатическом потенциале $W(z)$ образуется бесконечная серия одномерных состояний ($\nu=0, 1, 2, \dots$), примыкающих к соответствующему уровню Ландау как к краю диссоциации. Для нахождения трех нижних состояний ($\nu=0, 1, 2$) в этом потенциале использовалась вариационная процедура. Пробная функция выбиралась в виде разложения по ортогональному набору осцилляторных функций

$$g(z) = \sum_j^{26} C_j e^{-\alpha z^2/2} H_j(\sqrt{\alpha} z), \quad (5)$$

где $H_j(\sqrt{\alpha} z)$ — полиномы Эрмита, а α и C_j — вариационные параметры. Для четных состояний ($\nu=0, 2, 4, \dots$) в сумму (5) входят только четные полиномы Эрмита, а для нечетных ($\nu=1, 3, 5, \dots$) — только нечетные полиномы.

Для нахождения более высоких состояний использовалось условие квазиклассического квантования Бора—Зоммерфельда

$$\int \sqrt{2m^* |\xi_\nu - W(z)|} dz = \pi\hbar \left(\nu + \frac{1}{2} \right), \quad (6)$$

из которого, решая (6) численным образом, нетрудно определить ν -й уровень энергии.

Как видно из (3), адиабатический потенциал $W(z)$ при расчете искали в первом порядке теории возмущений. Поэтому его глубина $W(0)$ должна быть меньше, чем расстояние между уровнями Ландау $\hbar\omega_c$. Это приводит к условию [7]

$$\beta N > 1, \quad (7)$$

которое является критерием применимости проведенного расчета и удовлетворяется независимо от H и N при $\hbar\omega_c > 2Ry^* \simeq 11.4$ мэВ.

Расчитанные зависимости, построенные на рис. 2 сплошными линиями, позволяют достоверно идентифицировать наблюдаемые переходы. Правилами

отборас 1s-состояния разрешены переходы в состояния с $M = \pm 1$; $\nu = 0, 2, 4, \dots$ и $M = 0$; $\nu = 1, 3, 5, \dots$. Таким образом, конечными состояниями наиболее интенсивных переходов, обозначенных на рис. 1 цифрами N , являются состояния с квантовыми числами ($N10$) переходов, обозначенных $Na \rightarrow (N10)$, $Nб \rightarrow (N01)$, $Nв \rightarrow (N12)$, $1' \rightarrow (N12)$, $Nг \rightarrow (N03)$, $Nд \rightarrow (N14)$. Отметим, что на фоне непрерывного спектра зоны проводимости наблюдаются два типа состояний. Так, два уровня (110 и 112) с $N=M=1$ являются истинно дискретными и расположены под наинизшим для данной проекции момента уровнем Ландау $N=1$ ($N = |M| + M/2$). Остальные уровни называются резонансными и возникают в магнитном поле из непрерывного спектра водородоподобных примесных атомов.

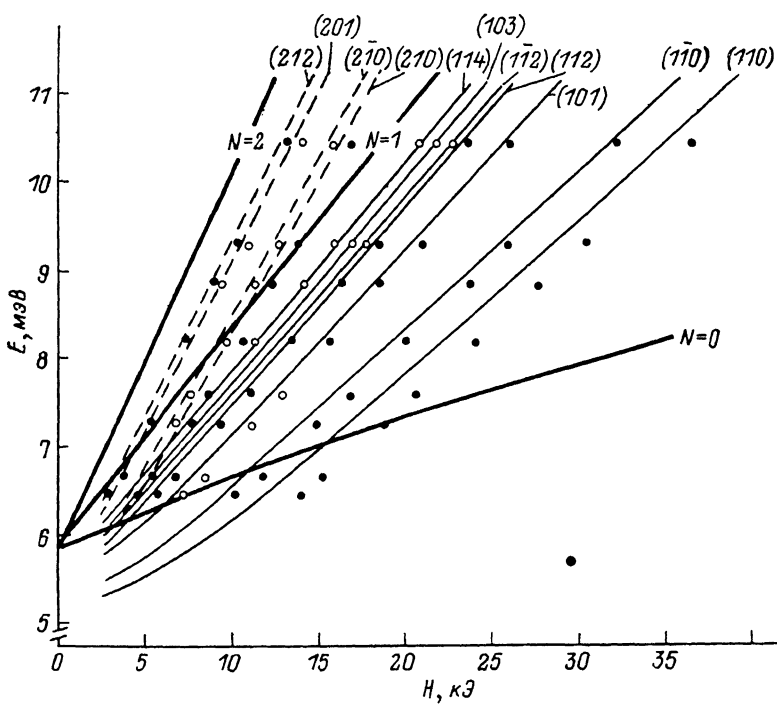


Рис. 3. Энергии переходов электронов с 1s-состояния доноров в возбужденные резонансные состояния под уровнями Ландау с $N=1, 2$ ($6 < \hbar\omega < 11$ мэВ, $25 < H < 40$ кЭ). Обозначения конечных состояний переходов пояснены в тексте.

Экспериментальные энергии переходов в целом хорошо согласуются с расчетом. Однако из-за неточности определения энергии связи электрона в состоянии (110) завышенным оказывается значение энергии перехода в это состояние. Адиабатический потенциал $W_{N,M}(z)$, определяющий энергию связи состояния (110), имеет максимальную величину, и его точное нахождение необходимо проводить численными методами.

5. Посмотрим теперь, что происходит с идентифицированными состояниями по мере уменьшения магнитного поля. На рис. 3 приведены зависимости энергий переходов в состояния под уровни Ландау $N=1$ и $N=2$ в области энергий $6 < \hbar\omega < 11$ мэВ в малых магнитных полях, где нарушается критерий применимости используемого метода расчета энергий связи (7), результаты которого мы, однако, сочли возможным привести сплошными линиями.

Для истинно дискретных состояний невозможны спонтанные переходы в сплошной спектр подзон Ландау с $N=0$ с сохранением момента и энергии. По мере уменьшения магнитного поля их энергетические уровни переходят в дискретные состояния водородоподобного центра $2p_{+1}$ и $3p_{+1}$ с тем же значением проекции момента $M=1$ [5]. Совершенно иное поведение в магнитном поле ожидалось у резонансных состояний. Эти состояния метастабильны и существуют только в рамках адиабатического приближения. С уменьшением магнитного поля ширина линий переходов в эти состояния должна увеличиваться.

Экспериментальная величина уширения метастабильных состояний оказывается тем не менее гораздо меньше ожидаемой. Так, например, уровень Ландау с $N=0$ пересекает не только истинно дискретное состояние (110), но и состояние (110), которое не должно было бы существовать в слабых магнитных полях из-за большой вероятности распада в непрерывный спектр. Аналогичное поведение проявляется у состояний (210), (210) и (212), пересекающих уровень Ландау с $N=1$. При этом энергия связи таких метастабильных состояний превышает расстояние между уровнями Ландау. Наблюдение резонансных состояний в слабых по критерию (7) магнитных полях ставит вопрос о причинах их конечной ширины в этих условиях. Не имея на него ответа, ограничимся утверждением, что экспериментальные результаты качественно хорошо описываются в рамках адиабатического подхода и за пределами применимости критерия (7).

Л и т е р а т у р а

- [1] Elliott R. J., Loudon R. — *J. Phys. Chem. Sol.*, 1960, v. 15, N 3/4, p. 196—207.
- [2] Hasegawa H., Howard R. E. — *J. Phys. Chem. Sol.*, 1961, v. 21, N 3/4, p. 179—198.
- [3] Сейсян Р. П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М., 1984. 272 с.
- [4] Huan S., Brunel L. C., Baj M., Dnowski L., Coron N., Dambier G. — *Sol. St. Commun.*, 1985, v. 54, N 2, p. 131—135.
- [5] Norita S., Mijiao M. — *Sol. St. Commun.*, 1974, v. 9, N 23, p. 2161—2165.
- [6] Иванов В. Ю., Лифшиц Т. М. — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1978, т. 42, в. 6, с. 1235—в. 3, 1241.
- [7] Гантмахер В. Ф., Гельмонт Б. Л., Зверев В. Н., Эфрос Ал. Л. — *ЖЭТФ*, 1981, т. 84, в. 3, с. 1129—1139.
- [8] Glark G. W., Lu K. T., Starace A. F. — In: *Prog. Atom. Spectr.*, pt C / Ed. by H.-J. Veeyer. London, 1983, Ch.41, p. 342.
- [9] Далгарно А. Ридберговские состояния атомов и молекул. М., 1985. 365 с.
- [10] Fonek R. J., Roesler F. L., Tracy D. H., Tomkins F. S. — *Phys. Rev. A*, 1980, v. 21, N 3, p. 861—871.
- [11] Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Минервин И. Г., Осутин А. В. — *ЖЭТФ*, 1985, т. 88, в. 6, с. 2052—2062.
- [12] Голубев В. Г., Гореленок А. Т., Иванов-Омский В. И., Минервин И. Г., Осутин А. В. — *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1986, т. 50, в. 2, с. 282—285.
- [13] Голубев В. Г., Жиляев Ю. В., Иванов-Омский В. И., Маркряя Г. Р., Осутин А. В., Челноков В. Е. — *ФТП*, 1987, т. 21, в. 10, с. 1771—1777.
- [14] Голубев В. Г., Иванов-Омский В. И., Осутин А. В., Поляков Д. Г. — *ФТП*, 1987, т. 21, в. 1, с. 30—36.
- [15] Pidgeon C. R., Brown R. N. — *Phys. Rev.*, 1966, v. 146, N 2, p. 575—583.
- [16] Makado P. C., McGill N. C. — *J. Phys. C: Sol. St. Phys.*, 1986, v. 19, N 6, p. 873—885.
- [17] Ozeki M., Kitahara K., Nakai K., Shibatomi A., Dazai K., Okewa S., Ryuzan O. — *Japan. J. Appl. Phys.*, 1977, v. 16, N 9, p. 1617—1622.
- [18] Cooke R. A., Hoult R. A., Kirkman R. F., Stradling R. A. — *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1978, v. 11, N 6, p. 945—953.
- [19] Low T. S., Stillman G. E., Collins D. M., Wolfe C. M., Tiwari S., Eastman L. F. — *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v. 40, N 12, p. 1034—1036.
- [20] Afsar M. N., Button K. J., McCoy G. M. — In: *Inst. Phys. Conf. Ser. N 56*. N. Y., 1981, p. 547—555.
- [21] Kuchar F., Meisels R., Weimann G., Burkhard H. — *Appl. Phys. A*, 1984, v. 33, N 1, p. 83—85.