О прецизионном измерении частоты запрещенного перехода $2^1S_0 - 2^3S_1$ атома гелия

Е.В.Бакланов, П.В.Покасов, А.В.Тайченачев

Показана возможность измерения частоты запрещенного перехода $2^1S_0 - 2^3S_1$ (λ = 1557 нм) атома гелия с помощью метода вынужденного комбинационного рассеяния через промежуточный уровень 2^3P_1. Синглетное (2^1S_0) и триплетное (2^3S_1) состояния имеют большие времена жизни – 20 мс и 8000 с соответственно. Переход важен для спектроскопии атома гелия, т. к. связывает синглетную и триплетную части спектра.

Ключевые слова: *лазеры, спектроскопия, атом гелия, синглетный и триплетный уровни, запрещенный переход, стандарт частоты.*

1. Введение

Методы лазерной спектроскопии высокого разрешения являются хорошим инструментом для исследования квантовой механики атома гелия. Его атомная структура рассчитана с высокой точностью [1]. Прецизионное измерение частот переходов этого атома совместно с теоретическими вычислениями дает дополнительную информацию для квантовой электродинамики, поскольку рассматривается трехчастичная задача взаимодействия двух электронов в присутствии ядра (уточняются радиационные поправки, радиус заряда ядра и т. д.).

Измерение частоты запрещенного перехода $2^1S_0 - 2^3S_1$ – важная задача, поскольку экспериментально связывает синглетную и триплетную части спектра атома гелия. Линия этого перехода имеет малую радиационную ширину (8 Гц), которая определяется двухфотонным распадом состояния 2^1S_0 в основное состояние. Для измерения частоты этого перехода в работах [2, 3] были проанализированы основные методы лазерной спектроскопии. Однако конкретные расчеты и оценки [4, 5] для газа и атомного пучка показали невозможность реализации эксперимента при комнатных температурах. Ситуация кардинально изменилась в начале двухтысячных годов. В ряде научных групп [6–10] была получена и исследована конденсация Бозе–Эйнштейна охлажденных атомов ^{4}He в состоянии 2^3S_1. Охлаждение атомов осуществлялось в два этапа. Сначала с помощью лазерных методов атомы гелия в состоянии 2^3S_1 были охлаждены до температур ~1 мK и захвачены в магнитооптическую ловушку, а затем перемещены в специальную магнитную ловушку (cloverleaf magnetic trap), где дополнительно охлаждались методом испарения. В результате было получено около 10^9 атомов гелия в состоянии 2^3S_1 при температурах ~1 мкK. Это дало возможность выполнить ряд экспериментов, важных как для физики конденсированного состояния, так и для прецизионной спектроскопии гелия. Для наших исследований большое значение имеет работа [11], где была измерена абсолютная частота запрещенного перехода $2^1S_0 - 2^3S_1$ (λ = 1557 нм) с точностью ~1 кГц, что позволило с той же точностью экспериментально связать синглетную и триплетную части спектра гелия.

Нужно отметить, что измерение частоты запрещенного (коэффициент Эйнштейна 10^{-7} с$^{-1}$) перехода $2^1S_0 - 2^3S_1$ является достаточно сложной задачей. В настоящей работе проанализирована возможность измерения частоты этого перехода с помощью вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) (рис.1). Известно, что для Λ-схем в

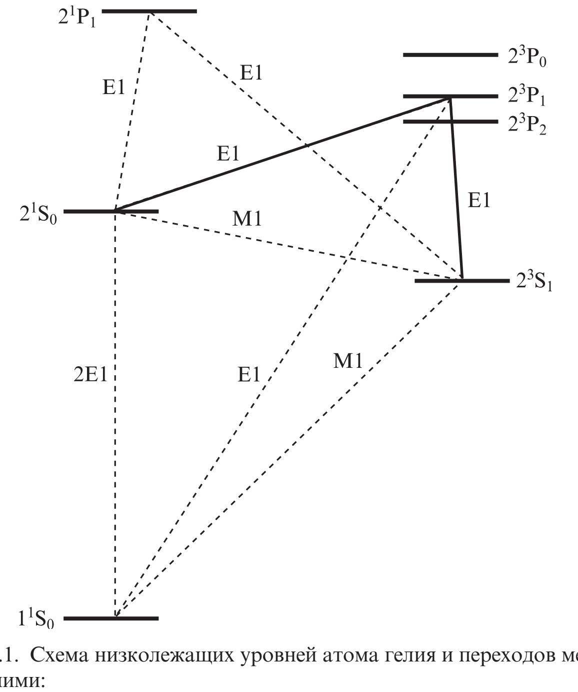

Рис.1. Схема низколежащих уровней атома гелия и переходов между ними:
сплошные линии – переходы, участвующие в ВКР; E1 – электрические дипольные переходы; M1 – магнитные дипольные переходы; 2E1 – двухфотонный электрический дипольный переход.

Е.В.Бакланов, А.В.Тайченачев. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; e-mail: baklanov.ev@gmail.com
П.В.Покасов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3

Поступила в редакцию 8 ноября 2017 г., после доработки – 12 января 2018 г.

форме линии вынужденного рассеяния имеется резонанс с однородной шириной линии перехода между нижними уровнями, который хорошо исследован теоретически и экспериментально (см. монографию [12]). Формально этот резонанс присутствует в любой задаче с Λ-схемой, однако наибольший интерес к нему связан с прецизионной спектроскопией и стандартами частоты. Под названием «резонанс когерентного пленения населенностей» (КПН-резонанс) он используется как репер в компактных коммерческих атомных часах. Для анализа ВКР-резонанса обычно применяются стандартные уравнения для матрицы плотности. При температуре охлажденных атомов порядка 1 мкК можно пренебречь движением атомов и решать эти уравнения для неподвижного атома. В разд.2 настоящей статьи для случая гелия дано решение этих уравнений и приведена формула для ВКР-резонанса. Влияние доплеровского уширения, эффекта отдачи и полевого сдвига рассмотрено в разд.3. Там же показано, что с помощью метода ВКР можно измерить частоту перехода $2^1S_0-2^3S_1$ атома гелия с точностью $\sim$1 кГц.

2. Резонанс в форме линии ВКР

Обозначим уровни 2^3P_1, 2^3S_1, 2^1S_0 номерами 0, 1, 2 (рис.2), а частоты переходов $2^3P_1-2^3S_1$ (λ = 1083 нм) и $2^3P_1-2^1S_0$ (λ' = 3561 нм) как ω_{01} и ω_{02} соответственно. Мы рассматриваем ВКР с участием лазерных полей на частотах ω и ω':

$$E(t) = E\exp(-\mathrm{i}\omega t)+E'\exp(-\mathrm{i}\omega' t) + \text{c.c.}, \quad (1)$$

при котором атом с уровня 1 переходит на уровень 2 через промежуточный уровень 0. Используется резонансное приближение, когда частота поля накачки ω близка к частоте перехода ω_{01}, а частота ω' – к частоте перехода ω_{02}. В нашем случае ширины линий переходов 0–1 и 0–2 суть $\Gamma=\gamma/2$, где $\gamma = 10^7$ с$^{-1}$ – вероятность спонтанного излучения на переходе 0–1. Для элементов матрицы плотности имеем следующие уравнения:

$$\begin{aligned}
&\dot\rho_2 = -V(t)\rho_{20} - V^*(t)\rho_{02},\\
&\dot\rho_1 = \gamma\rho_0 - U(t)\rho_{10} - U^*(t)\rho_{01},\\
&\dot\rho_0 + \gamma\rho_0 = U(t)\rho_{10} + U^*(t)\rho_{01} + V(t)\rho_{20} + V^*(t)\rho_{02},\\
&\dot\rho_{01} + (\Gamma + \mathrm{i}\omega_{01})\rho_{01} = U(t)(\rho_1 - \rho_0) + V(t)\rho_{21},\\
&\dot\rho_{02} + (\Gamma + \mathrm{i}\omega_{02})\rho_{02} = V(t)(\rho_2 - \rho_0) + U(t)\rho_{12},\\
&\dot\rho_{21} + (\Gamma_{21} + \mathrm{i}\omega_{21})\rho_{21} = -V^*(t)\rho_{01} - \rho_{20}U(t).
\end{aligned} \quad (2)$$

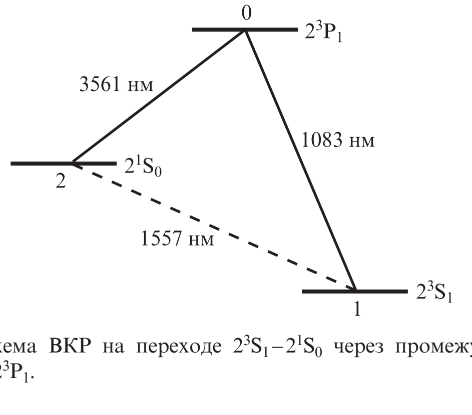

Рис.2. Схема ВКР на переходе $2^3S_1-2^1S_0$ через промежуточный уровень 2^3P_1.

Здесь $\rho_{ik} = \rho_{ki}^*$; $\rho_i = \rho_{ii}$ $(i,k = 0,1,2)$; Γ_{21} – ширина линии запрещенного перехода 2 – 1;

$$U(t) = U\exp(-\mathrm{i}\omega t);\quad U = dE/(2\mathrm{i}\hbar);$$

$$V(t) = V\exp(-\mathrm{i}\omega' t);\quad V = d'E'/(2\mathrm{i}\hbar);$$

d и d' – проекции операторов дипольных моментов переходов на направления полей. Введем новые переменные r_{01}, r_{02} и r_{21} в соответствии с равенствами

$$\rho_{01} = r_{01}\exp(-\mathrm{i}\omega t),\quad \rho_{02} = r_{02}\exp(-\mathrm{i}\omega' t),$$

$$\rho_{21} = r_{21}\exp(-\mathrm{i}\omega t + \mathrm{i}\omega' t).$$

Учитывая условие $\rho_0 + \rho_1 + \rho_2 = 1$ и считая, что $\rho_2 \ll \rho_0$, получаем

$$\begin{aligned}
&\dot\rho_2 = -2\mathrm{Re}(r_{02}V^*),\\
&\dot\rho_0 + \gamma\rho_0 = 2\mathrm{Re}(r_{01}U^*) + 2\mathrm{Re}(r_{02}V^*),\\
&\dot r_{01} + (\Gamma - \mathrm{i}\delta)r_{01} = U(1 - 2\rho_0) + Vr_{21},\\
&\dot r_{02} + (\Gamma - \mathrm{i}\delta')r_{02} = -V\rho_0 + Ur_{21}^*,\\
&\dot r_{21} + (\Gamma_{21} - \mathrm{i}\Omega)r_{21} = -V^*r_{01} - Ur_{02}^*.
\end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\delta = \omega - \omega_{01}$; $\delta' = \omega' - \omega_{02}$; $\Omega = \omega - \omega' - \omega_{21}$. Очевидно, что величина $\dot\rho_2$ есть вероятность перехода с уровня 1 на уровень 2 под действием двух полей с частотами ω и ω'. Обозначив $\dot\rho_2$ через $W(1-2)$, перепишем первое уравнение системы (3) в виде

$$W(1-2) = -2\mathrm{Re}(r_{02}V^*). \quad (4)$$

Оставшиеся уравнения служат для определения r_{02}. При их решении поля считаются слабыми, удовлетворяющими условиям

$$|U|/\Gamma \ll 1,\quad |V|/\Gamma \ll 1. \quad (5)$$

В этом случае производными в (3) можно пренебречь и для нахождения r_{02} решать систему уравнений

$$\begin{aligned}
&\Gamma\rho_0 = \mathrm{Re}(r_{01}U^*) + \mathrm{Re}(r_{02}V^*),\\
&(\Gamma - \mathrm{i}\delta)r_{01} = Vr_{21} - 2U\rho_0 + U,\\
&(\Gamma - \mathrm{i}\delta')r_{02} = -V\rho_0 + Ur_{21}^*,\\
&(\Gamma_{21} - \mathrm{i}\Omega)r_{21} = -V^*r_{01} - Ur_{02}^*.
\end{aligned} \quad (6)$$

Подставим r_{02} из третьего уравнения этой системы в формулу (4), а в оставшихся уравнениях пренебрежем членами низшего порядка по полю. Это дает

$$\begin{aligned}
&W(1-2) = \mathrm{Re}\left(\frac{2|V|^2\rho_0}{\Gamma - \mathrm{i}\delta'}\right) - \mathrm{Re}\left(\frac{2UV^*r_{21}}{\Gamma - \mathrm{i}\delta'}\right),\\
&r_{21} = -\frac{V^*U}{(\Gamma - \mathrm{i}\delta)(\Gamma_{21} - \mathrm{i}\Omega)},\\
&\rho_0 = \frac{q}{2\Gamma^2}\frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \delta^2}.
\end{aligned} \quad (7)$$

Здесь

$$q = 2\,|U|^2/\Gamma^2 \tag{8}$$

– безразмерный параметр насыщения для перехода 0–1, который считается много меньшим единицы. В результате для вероятности перехода атома из состояния 1 в состояние 2 под действием двухчастотного поля имеем выражение

$$W(1\text{–}2) = A\frac{\Gamma^4}{(\Gamma^2+\delta'^2)(\Gamma^2+\delta^2)} + A\,\mathrm{Re}\Big[\frac{\Gamma^3}{(\Gamma-\mathrm{i}\delta')(\Gamma-\mathrm{i}\delta)(\Gamma_{21}-\mathrm{i}\Omega)}\Big], \tag{9}$$

$$A = q\,|V|^2/\Gamma\,.$$

Вероятность двухфотонного перехода (9) содержит два слагаемых, которые имеют разную физическую природу. Первое описывает два независимых перехода: поглощение фотона с созданием населенности на верхнем уровне 0 и однофотонное излучение, а второе – ВКР (когерентное поглощение и испускание фотонов), в форме линии которого имеется резонанс с однородной шириной линии запрещенного перехода 2–1.

При выполнении условий $|\delta| \ll \Gamma$ и $|\delta'| \ll \Gamma$ получаем выражение

$$W(1\text{–}2) = A\Big(1 + \frac{1+\Gamma_{21}\Gamma}{\Omega^2+\Gamma_{21}^2}\Big).$$

В нашем случае $\Gamma \gg \Gamma_{20}$, поэтому

$$W(1\text{–}2) = W\frac{\Gamma_{21}^2}{(\omega-\omega'-\omega_{21})^2+\Gamma_{21}^2}, \tag{10}$$

где

$$W = q\,|V|^2/\Gamma_{21}\,.$$

Таким образом, мы имеем резонанс в форме линии ВКР, когда $\omega - \omega' = \omega_{21}$.

3. Факторы, влияющие на точность измерения

Доплеровское уширение. При измерении частоты перехода ω_{21} холодные атомы можно считать «свободными», поэтому основным фактором уширения линии является доплеровское уширение. При использовании формулы (10) для атомарного газа мы должны учесть доплеровское смещение частот ω и ω' для движущего атома и выполнить усреднение по скоростям с максвелловской функцией распределения. Если волны с частотами ω и ω' однонаправленные, то вместо (10) получаем выражение

$$W(1\text{–}2) = W_{\mathrm{D}}\exp[(\omega-\omega'-\omega_{21})^2/\omega_{\mathrm{D}}^2], \tag{11}$$

$$W_{\mathrm{D}} = \sqrt{\pi}\,q\,|V|^2/\omega_{\mathrm{D}},$$

где $\omega_{\mathrm{D}} = \omega_{21}v_{\mathrm{D}}/c$ – доплеровская ширина; v_{D} – тепловая скорость атомов. При температуре 1 мкК имеем $\omega_{\mathrm{D}} = 2\pi\cdot 10^3$ с$^{-1}$ (10 кГц). Настройка на центр резонанса с точностью $0.1\omega_{\mathrm{D}}$ позволяет измерить частоту перехода ω_{21} с точностью порядка 1 кГц.

Интенсивность полей. Параметр насыщения для перехода $2^3\mathrm{P}_1 - 2^3\mathrm{S}_0$ согласно (8) представим в виде $q = I/I_{\mathrm{sat}}$, где I – интенсивность излучения на частоте ω;

$$I_{\mathrm{sat}} = 16\pi^2\hbar c\Gamma/\lambda^3 = 2\ \text{мВт/см}^2. \tag{12}$$

Положим $q = 10^{-2}$, тогда $I = 20$ мкВт/см^2.

Для оценки интенсивности излучения на переходе $2^3\mathrm{P}_1 - 2^1\mathrm{S}_0$ запишем выражение для числа атомов, которые за время измерения T окажутся в состоянии $2^1\mathrm{S}_0$:

$$N = W_{\mathrm{D}}N_0T, \tag{13}$$

где N_0 – число атомов в начальном состоянии $2^3\mathrm{S}_1$. Поскольку оба поля слабые, то $N \ll N_0$. Положим $N/N_0 = 0.1$. Тогда из выражений (11) и (13) получим соотношение $|V|^2 = 10\omega_{\mathrm{D}}/T$. Выразим интенсивность поля на частоте ω' через $|V|^2$:

$$I' = 160\pi^2\hbar c\omega_{\mathrm{D}}/(\lambda'^3\gamma T), \tag{14}$$

где $\lambda' = 3561$ нм и $\gamma = 2.7\times10^{-2}$ с$^{-1}$ [1] – длина волны перехода $2^1\mathrm{S}_0 - 2^3\mathrm{P}_1$ и вероятность спонтанного излучения на этом переходе соответственно. В эксперименте [11] время измерения составляло несколько секунд. Считая $T = 2$ с, получаем $I' \approx 10$ мкВт/см^2.

Полевой сдвиг. Для оценки величины сдвига резонанса $\Delta\Omega$ в зависимости от интенсивности полей мы решили систему уравнений (6) с точностью, большей, чем при получении (7), используя малость параметров $|U|/\Gamma$ и $|V|/\Gamma$. При $|\delta'| \ll \Gamma$ сдвиг

$$\Delta\Omega = q\delta'/2. \tag{15}$$

Ранее мы положили $q = 10^{-2}$. Настроить частоту ω' на центр линии перехода с частотой ω_{02} с точностью 10^{-2} от ширины линии не составляет труда. Положив $\delta' = 10^{-2}\Gamma = 0.5\times10^5$ с$^{-1}$, получим $\Delta\Omega/2\pi \approx 20$ Гц.

Эффект отдачи. Сдвиг ВКР-резонанса из-за эффекта отдачи при поглощении и излучении фотонов с $\lambda = 1083$ нм и $\lambda' = 3561$ нм соответственно есть

$$\Delta\omega = \hbar(k'^2 - k^2)/(2M), \tag{16}$$

где $k = 2\pi/\lambda$; $k' = 2\pi/\lambda'$; M – масса атома ^{4}He. Величина этого сдвига $\Delta\omega/2\pi = 39.3$ кГц вычисляется с погрешностью, меньшей 1 кГц, и учитывается при измерении ω_{21}.

Точность регистрации частоты перехода $2^1S_0 - 2^3S_1$. В эксперименте [11] при температуре 1 мкК было получено более 10^6 атомов гелия в состоянии $2^3\mathrm{S}_1$. Поэтому для оценок положим $N_0 = 10^6$. Будем регистрировать $N = 0.1N_0 = 10^5$ атомов в состоянии $2^1\mathrm{S}_0$. Мы ориентируемся на метод работы [3], основанный на детектировании спонтанных ВУФ-фотонов. Переходы, участвующие в схеме измерения, приведены на рис.3. С помощью лазерного излучения на переходе $2^1\mathrm{S}_0 - 2^1\mathrm{P}_0$ гелия ($\lambda = 2058$ нм) [13], атом из состояния $2^1\mathrm{S}_0$ переводится в состояние $2^1\mathrm{P}_0$ с последующим спонтанным излучением фотона на $\lambda = 58$ нм при переходе в основное состояние. Будем считать, что в этом процессе участвует $0.1N$ атомов, т.е. с помощью техники вакуумного ультрафиолета регистриру-

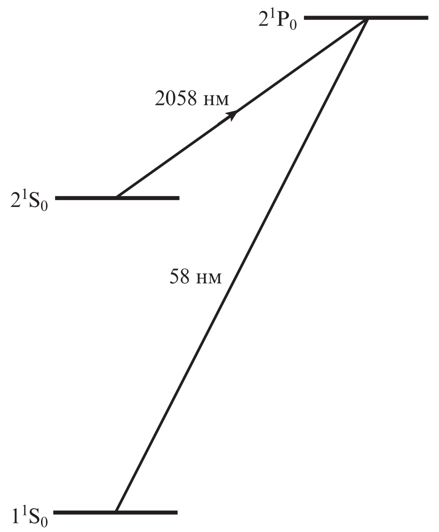

Рис.3. Переходы, участвующие в схеме измерения числа атомов гелия на уровне 2^1S_0. Регистрируются фотоны на $\lambda = 58$ нм.

ется $N_f = 10^4$ фотонов. Для грубой оценки точности регистрации можно считать, что флуктуация числа фотонов равна $\sqrt{N_f}$. В отсутствие фона отношение сигнал/шум $N_f/\sqrt{N_f} = 10^2$. Это позволяет прописать форму резонанса с точностью 10^{-2}, что достаточно для измерения частоты перехода $2^1S_0-2^3S_1$ с точностью 1 кГц. Наличие фона приводит к уменьшению отношения сигнал/шум. Однако в реальных экспериментах фон может быть сильно подавлен, т.к. резонанс регистрируется с помощью разнообразных методик, позволяющих это сделать [12]: запись резонанса по производной, использование частотной модуляции и др.

4. Заключение

Мы показали, что с помощью метода ВКР можно измерить частоту перехода $2^1S_0-2^3S_1$ атома гелия с точностью 1 кГц при интенсивности лазерных полей ~10 мкВт/см^2. Отметим особенности этого перехода, которые делают его перспективным для различных исследований:

1. Малая радиационная ширина (8 Гц) позволяет использовать данный переход для создания стандарта частоты.

2. Прецизионное измерение частоты перехода $2^1S_0-2^3S_1$ дает дополнительную информацию для проверки квантовой электродинамики, поскольку рассматривается трехчастичная система двух электронов и ядра. Можно измерить разность радиационных поправок для уровней 2^1S_0 и 2^3S_1 и сравнить ее с теоретическим значением.

3. Возможность использования методов бездоплеровской лазерной спектроскопии, поскольку в форме линии ВКР в газе имеется резонанс с однородной шириной линии [12, 14, 15].

Авторы благодарят Д.В.Бражникова за обсуждение работы и ценные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №17-02-00292.

1. Drake G., Yan Z.-C. *Can. J. Phys.*, **86**, 45 (2008).
2. Бакланов Е.В., Денисов А.В. *Квантовая электроника*, **24**, 475 (1997) [*Quantum Electron.*, **27**, 546 (1997)].
3. Baklanov E.V., Denisov A.V. *Laser Phys.*, **9**, 259 (1999).
4. Baklanov E.V., Krivitskii A.G., Pokasov P.V., Tykilin V.A. *Laser Phys.*, **13**, 1357 (2003).
5. Baklanov E.V., Pokasov P.V., Primakov D.Y., Tykilin V.A. *Laser Phys.*, **15**, 1068 (2005).
6. Robert A., Sirjean O., Browaeys A., Poupard J., Nowak S., Boiron D., Westbrook C.I., Aspect A. *Science*, **292**, 461 (2001).
7. Pereira Dos Santos F., Léonard J., Wang J., Barrelet C.J., Perales F., Rasel E., Unnikrishnan C.S., Leduc M., Cohen-Tannoudji C. *Eur. Phys. J. D*, **19**, 113 (2002).
8. Tychkov A.S., Jeltes T., McNamara J.M., Tol P.J., Herschbach N., Hogervorst W., Vassen W. *Phys. Rev. A*, **73**, 031603 (2006).
9. Dall R.G., Truscott A.G. *Opt. Commun.*, **27**, 255 (2007).
10. Doret S.C., Connolly C.B., Ketterle W., Doyle J.M. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 103005 (2009).
11. Vassen W. *EPJ Web of Conferences*, **57**, 02006 (2013); doi: 10.1051/epjconf/20135702006.
12. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990. с.512).
13. Исаев А.А., Ищенко П.И., Петраш Г.Г. *Письма в ЖЭТФ*, **6**, 619 (1967).
14. Бакланов Е.В., Бетеров И.М., Дубецкий Б.Я., Чеботаев В.П. *Письма в ЖЭТФ*, **22**, 289 (1975).
15. Baklanov E.V., Beterov I.M., Chebotayev V.P., Dubetsky B.Y. *Appl. Phys.*, **11**, 75 (1976).