

Влияние одноосной деформации на релаксацию возбужденных состояний мелких доноров в кремнии при взаимодействии с междолинными фононами

© В.В. Цыпленков[¶], К.А. Ковалевский, В.Н. Шастин

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 12 марта 2009 г. Принята к печати 8 апреля 2009 г.)

Проведены расчеты скорости междолинного рассеяния возбужденных состояний $2p_{\pm}$, $2p_0$ и $1s$ доноров V группы (фосфор, сурьма, мышьяк) в кремнии при электрон-фононном взаимодействии. При этом учитывалась анизотропия эффективной массы и вырождение состояний электронов, связанное с шестью долинами зоны проводимости. Определена степень влияния сдвига энергии основного состояния из-за потенциала центральной ячейки на процесс релаксации различных доноров. Особое внимание уделено зависимости темпа релаксации от деформации сжатия кремния в кристаллографическом направлении [100]. Установлено, что такая деформация может значительно увеличить времена жизни рабочих состояний в лазере на внутрицентровых переходах доноров в кремнии при их оптическом возбуждении, повышая квантовую эффективность и коэффициент усиления такой активной среды.

PACS: 42.55.Px, 71.55.Cn, 72.10.Di, 72.20.Dp, 77.65.Ly

1. Введение

Интерес к неравновесным состояниям мелких примесных центров в полупроводниках связан с возможностью создания на их основе новых источников стимулированного излучения терагерцового диапазона частот (1–10 ТГц). При этом особый интерес вызывает кремний, что во многом объясняется малым коэффициентом поглощения терагерцового излучения решеткой этого кристалла. К настоящему времени эффект стимулированного излучения оптически возбуждаемых доноров V группы (висмут Bi, фосфор P, мышьяк As, сурьма Sb) в кремнии получен и показано, что он развивается на внутрицентровых переходах $2p_0/2p_{\pm} \rightarrow 1s(T_2/E)$ в диапазоне длин волн $\lambda = 45\text{--}230$ мкм при низких температурах решетки, $T < 30$ К [1–4].

Для понимания условий формирования инвертированных распределений электронов по состояниям перечисленных доноров и оценки возможных значений сечения усиления требуется количественный анализ процесса электрон-фононного взаимодействия в такой системе. Данная работа посвящена вычислению темпов релаксации ключевых для стимулированного излучения состояний мелких доноров в кремнии при их взаимодействии с междолинными фононами, а также зависимости этих темпов от деформации сжатия кристалла в направлении [100]. Особый интерес к случаю одноосной деформированного кремния связан с тем, что эксперимент показывает сильное влияние пьезоэффекта на основные характеристики стимулированного излучения. Согласно измерениям, одноосное сжатие кристалла кремния в указанном направлении повышает эффективность и изменяет частоту излучения, что сопровождается значительным уменьшением (в 10–100 раз) порога накачки [5,6]. Предполагается, что одной из основных причин наблюдаемых

закономерностей является изменение темпов междолинного рассеяния при деформации кристалла кремния. Приведенные ниже данные количественных расчетов подтверждают и уточняют такое предположение.

2. Теоретическая модель

Модель, в которой проводились расчеты, подробно описана в [7]. В качестве огибающих волновых функций примесных состояний были выбраны пробные волновые функции, имеющие вид [8,9]

$$\begin{aligned}
 F_{1s}^l(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\sqrt{\pi a^2 b}} \exp\left(-\sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}\right), \\
 F_{2p_0}^l(\mathbf{r}) &= \frac{x_l}{\sqrt{32\pi a^2 b^3}} \exp\left(-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}\right), \\
 F_{2p_{\pm}}^l(\mathbf{r}) &= \frac{z_l + iy_l}{\sqrt{64\pi a^4 b^3}} \exp\left(-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}\right), \\
 F_{2s}^l(\mathbf{r}) &= \frac{2 - \sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}}{\sqrt{32\pi a^2 b}} \exp\left(-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{r^2 - x_l^2}{a^2} + \frac{x_l^2}{b^2}}\right).
 \end{aligned} \tag{1}$$

Ось x_l сонаправлена с осью l -ой долины. Варьируемые параметры a и b для всех состояний, кроме состояний $1s$, находятся методом минимизации энергии состояний, где в качестве гамильтониана системы используется гамильтониан метода эффективных масс, в котором потенциал примеси считается кулоновским. Значения этих параметров найдены, например, в [10]. Однако, как известно, гамильтониан метода эффективных масс не является точным, так как не учитывает короткодействующий потенциал (потенциал центральной ячейки), который

[¶] E-mail: Tsyplenkov1@yandex.ru

Таблица 1. Коэффициенты K_g и K_f

Уровни перехода	K_g (g -переходы)			K_f (f -переходы)		
	A_1	E	T_2	A_1	E	T_2
Верхний \rightarrow Нижний \downarrow						
A_1	1/6	1/6	1/6	4/3	1/3	2/3
E	1/3	1/3	1/3	2/3	5/3	4/3
T_2	1/2	1/2	1/2	2	2	2

Таблица 2. Константы междолинного деформационного потенциала для различных типов фононов [13]

Фонон	$D_l k, 10^8$ эВ/см
TA- g	0.5
LA- g	0.8
LO- g	11
TA- f	0.3
LA- f	2
TO- f	2

зависит от химической природы центра легирования. Как известно, при кулоновском потенциале решение уравнения Шредингера приводит к шестикратному вырождению основного состояния $1s$ с энергией 31.27 мэВ. Реально же это состояние расщеплено на синглет $1s(A_1)$, дублет $1s(E)$ и триплет $1s(T_2)$ [11], их энергии химически зависимы и заметно отличаются от значения, рассчитанного в рамках метода эффективных масс. Если для состояний $1s(E)$ и $1s(T_2)$ расхождение не превышает 8%, то для основного состояния $1s(A_1)$ оно значительно. Для примера: энергия связи состояния $1s(A_1)$ для донора фосфора — 45.2 мэВ, а для висмута — 70.98 мэВ.

Для преодоления обозначенных трудностей при нахождении волновых функций $1s$ -состояний мы предлагаем использовать следующий упрощенный подход: вид волновой функции $1s$ -состояния оставить таким же, как в (1), а влияние потенциала ячейки учитывать лишь через локализацию волновой функции. В [12] развит квазиклассический метод определения асимптотического поведения волновой функции связанного состояния вдали от притягивающего центра. Согласно [12], асимптотики не зависят от типа состояния и определяются лишь его энергией и значениями эффективных масс на дне зоны проводимости рассматриваемого полупроводника. Таким образом, сравнивая асимптотики, полученные в квазиклассическом приближении, с асимптотиками функций (1), легко получить выражения для параметров a и b волновых функций $1s$ -состояний:

$$a^2 = \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}W}, \quad b^2 = \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}W}, \quad (2)$$

где W — энергия состояния, отсчитанная относительно дна зоны проводимости, m_{\perp} и m_{\parallel} — поперечная и продольная эффективные массы.

Опуская далее все выкладки, приведем выражение для матричного элемента и вероятности перехода с излучением междолинных фононов между состояниями n и m [7]:

$$M_{nm}^{lj} = \sqrt{\frac{\hbar(D_l k)^2}{2\rho V\omega_q}} \int F_n^{l*}(\mathbf{r})F_m^j(\mathbf{r})e^{i(\mathbf{k}-\mathbf{k}'-\mathbf{q})\mathbf{r}}d\mathbf{r}, \quad (3)$$

$$P_{nm} = K_l \frac{2\pi}{\hbar} \sum_q |M_{nm}^l|^2 \delta(W_{nm} - \hbar\omega_q). \quad (4)$$

Здесь l и j — номера долин, между которыми происходит переход, ω_q — частота излучаемого (поглощаемого) фонона, ρ — плотность материала, V — его объем, \mathbf{k} и \mathbf{k}' — начальный и конечный импульсы, $D_l k$ — междолинная константа деформационного потенциала, W_{nm} — энергия перехода, K_l — коэффициент, учитывающий распределение начального и конечного состояний перехода по долинам кремния. Значения этих констант для перехода между состояниями с различной симметрией приведены в табл. 1. Значения констант $D_l k$ для взаимодействия с различными типами фононов брались из [13], их значения приведены в табл. 2.

3. Результаты расчетов

3.1. Недеформированный кремний

Рассчитанные вероятности междолинных переходов между состояниями мелких доноров в недеформированном кремнии приведены в табл. 3. Для доноров фосфора и мышьяка времена жизни всех состояний, расположенных выше $2p_0$, контролируются внутримолиными процессами электрон-фононного взаимодействия, поэтому для этих доноров темпы междолинной релаксации

Таблица 3. Темпы релаксации возбужденных состояний доноров фосфора, сурьмы и мышьяка в кремнии с излучением междолинных фононов

Переход	Темп релаксации, 10^9 с $^{-1}$		
	P	Sb	As
$2p_{\pm} - 1s(A_1)$			LA- f $K_f \cdot 11.9$
$2s - 1s(A_1)$			LA- f $K_f \cdot 27.4$
$2s - 1s(E)$			LA- g $K_g \cdot 18$
$2s - 1s(T_2)$			LA- g $K_g \cdot 12$
$2p_0 - 1s(A_1)$			LA- f $K_f \cdot 1.48$
$2p_0 - 1s(E)$	TA- f $K_f \cdot 6.3$ LA- g $K_g \cdot 1$	TA- f $\sim 10^8$ с $^{-1}$ LA- g $K_g \cdot 7.8$	TA- f $K_f \cdot 1.1$ LA- g $K_g \cdot 1.9$
$2p_0 - 1s(T_2)$	TA- f $K_f \cdot 6.2$ LA- g $K_g \cdot 11.5$	TA- f $K_f \cdot 7.1$ LA- g $K_g \cdot 3.5$	TA- f $K_f \cdot 6.1$ LA- g $K_g \cdot 1.4$
$1s(E) - 1s(A_1)$	TA- g 36	TA- g 38	TA- f 16 LA- g 33
$1s(T_2) - 1s(A_1)$	TA- g 70	TA- g 46	TA- f 27 LA- g 50

Примечание. K_f, K_g — симметричные коэффициенты (см. табл. 1).

указаны только для состояния $2p_0$ и более низких состояний. С донором мышьяка возникает несколько другая ситуация, так как основное состояние этого донора находится ниже по сравнению с донорами фосфора и сурьмы. Здесь взаимодействие с LA- f -фононами уже существенно влияет и на времена жизни состояний $2s$ и $2p_{\pm}$, что и отражено в табл. 3.

Отметим, что энергии перехода между состояниями $2p_0$ и $1s(E/T_2)$ для всех рассматриваемых доноров достаточно близки, а темпы переходов между этими состояниями с излучением различных типов фононов различаются довольно сильно. Это связано с тем, что волновые функции состояний $2p_0$ и $1s$ имеют различную четность, а так как матричный элемент перехода пропорционален свертке волновых функций состояний в обратном пространстве, его значение очень чувствительно к отклонению от резонанса. Так, в случае, когда волновой вектор фонона, который определяется энергией перехода, равен расстоянию между долинами (с учетом вектора обратной решетки), матричный элемент обращается в нуль, поскольку вклады в матричный элемент положительной и отрицательной частей волновой функции состояния $2p_0$ компенсируют друг друга (см. [7]).

4. Влияние деформации

В данной работе рассматривается только случай, когда давление на образец приложено в направлении [100]. Деформация приводит к сдвигу по энергии долин зоны проводимости кремния и, следовательно, к расщеплению и энергетическим сдвигам состояний доноров [11]. Как следствие, количественно изменяются и вклады различных типов междолинных фононов в общее время релаксации состояний доноров.

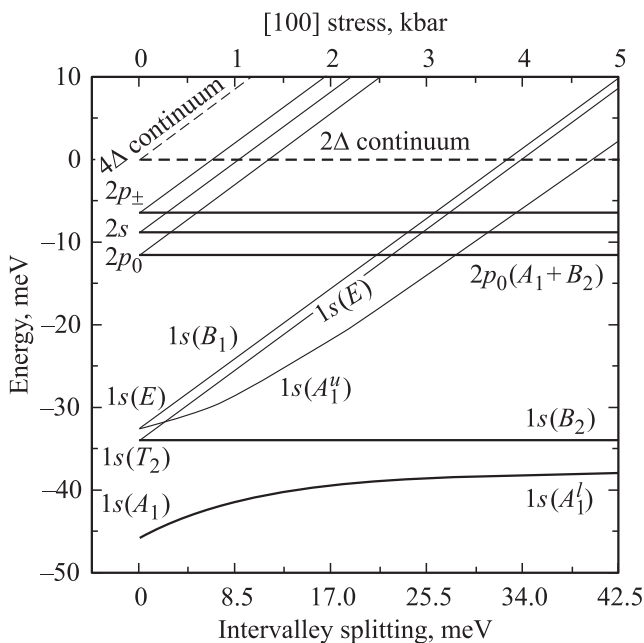


Рис. 1. Уровни энергии донора фосфора в кремнии в зависимости от деформации в направлении [100].

На рис. 1 для примера показана зависимость энергий уровней донора фосфора в кремнии от энергии междолинного расщепления при одноосном сжатии в направлении $\langle 100 \rangle$. Толстыми линиями показаны уровни, принадлежащие 2Δ -долинам, т.е. долинам вдоль направления сжатия кристалла, тонкими — принадлежащие 4Δ -долинам.

Согласно [14], сдвиг при давлении энергии 4Δ -долин равняется $(-2/3)\Delta$, а сдвиг 2Δ -долин — $(+1/3)\Delta$, где Δ — междолинное расщепление. Сдвиг энергии основного состояния $1s(A_1^l)$ и $1s(A_1^u)$ мелких доноров дается следующим выражением:

$$\Delta E_{g.s.} = \Delta_c \left(3 - \frac{1}{6} \frac{\Delta}{\Delta_c} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\frac{\Delta}{\Delta_c} \right)^2 - 4 \frac{\Delta}{\Delta_c} + 36} \right), \quad (5)$$

где знаки „+“ и „-“ соответствуют состояниям $1s(A_1^u)$ и $1s(A_1^l)$, Δ_c — коэффициент, равный $1/6$ от энергетического зазора между состояниями $1s(A_1)$ и $1s(E)$ в недеформированном кремнии. Остальные возбужденные состояния донора следуют строго за „своими“ долинами. В расчетах учитывалось изменение локализации $1s$ -состояния при изменении его энергии согласно формулам (2).

Далее приведены формулы для коэффициентов $(\alpha_1, \dots, \alpha_6)$, задающих распределение состояний доноров по долинам в деформированном кремнии в направлении [100] [14]:

$$\begin{aligned} A_1^l & (c, c, d, d, d, d), \\ A_1^u & (d\sqrt{2}, d\sqrt{2}, c/\sqrt{2}, c/\sqrt{2}, c/\sqrt{2}, c/\sqrt{2}), \\ E_{(1,2)} & \begin{cases} (0, 0, 0, 0, \frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}) \\ (0, 0, \frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, 0) \end{cases}, \\ B_1 & (0, 0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}), \\ B_2 & (\frac{1}{\sqrt{2}}, -\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, 0, 0, 0). \end{aligned} \quad (6)$$

Коэффициенты c и d даются следующими выражениями ($\delta = \Delta/\Delta_c$):

$$\begin{aligned} c &= \sqrt{\frac{1}{4} \left(1 - \frac{2 - \delta}{\sqrt{\delta^2 - 4\delta + 36}} \right)}, \\ d &= \sqrt{\frac{1}{8} \left(1 + \frac{2 - \delta}{\sqrt{\delta^2 - 4\delta + 36}} \right)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Симметричные коэффициенты для междолинных переходов K_f и K_g в деформированном кремнии рассчитываются по тем же формулам (8), как и в случае отсутствия деформации, но с использованием, разумеется, других значений коэффициентов $\alpha_1, \dots, \alpha_6$, которые

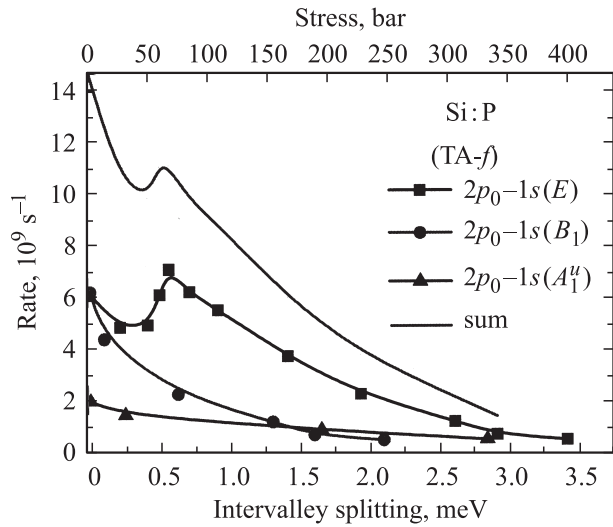


Рис. 2. Зависимость от приложенного давления темпа релаксации состояния $2p_0$ (верхнего рабочего состояния при генерации стимулированного излучения) при взаимодействии с фонами TA-f в доноре фосфора. Точки — численно определенные значения темпов релаксации.

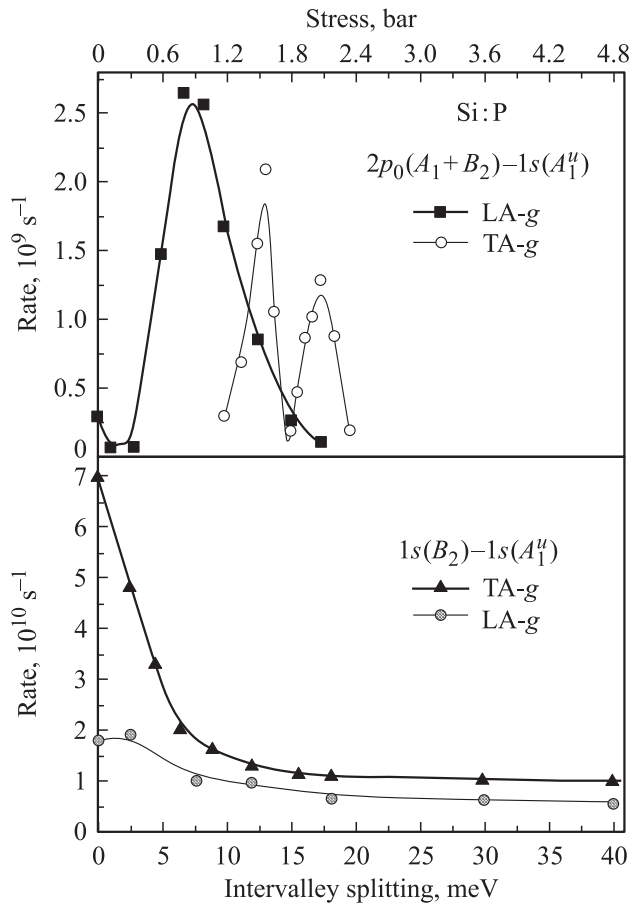


Рис. 3. Зависимость от приложенного давления темпа релаксации состояния $2p_0$ (верхнего рабочего состояния при генерации стимулированного излучения) при взаимодействии с фонами LA-g и TA-g, а также темпа релаксации состояния $1s(B_2)$ (нижнего рабочего состояния) при взаимодействии с фонами LA-g и TA-g в доноре фосфора в кремнии.

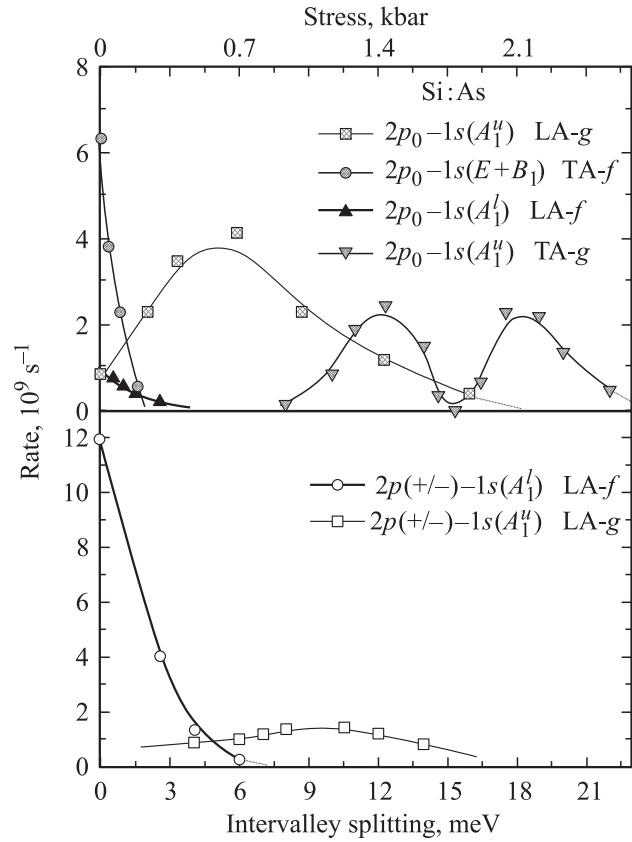


Рис. 4. Зависимость от приложенного давления темпа релаксации состояния $2p_0$ при взаимодействии с фонами LA-g, TA-g, TA-f и LA-f, а также темпа релаксации состояния $2p_{\pm}$ при взаимодействии с фонами LA-g и LA-f в доноре мышьяка в кремнии.

определены в (6), задающих распределение волновой функции состояния по долинам кремния:

$$\begin{aligned}
 K_f = & (\alpha_3 \cdot \beta_5 + \alpha_6 \cdot \beta_4)^2 + (\alpha_5 \cdot \beta_3 + \alpha_4 \cdot \beta_6)^2 \\
 & + (\alpha_3 \cdot \beta_6 + \alpha_5 \cdot \beta_4)^2 + (\alpha_6 \cdot \beta_3 + \alpha_4 \cdot \beta_5)^2 \\
 & + (\alpha_1 \cdot \beta_3 + \alpha_4 \cdot \beta_2)^2 + (\alpha_3 \cdot \beta_1 + \alpha_2 \cdot \beta_4)^2 \\
 & + (\alpha_1 \cdot \beta_4 + \alpha_3 \cdot \beta_2)^2 + (\alpha_4 \cdot \beta_1 + \alpha_2 \cdot \beta_3)^2 \\
 & + (\alpha_1 \cdot \beta_5 + \alpha_6 \cdot \beta_2)^2 + (\alpha_5 \cdot \beta_1 + \alpha_2 \cdot \beta_6)^2 \\
 & + (\alpha_1 \cdot \beta_6 + \alpha_5 \cdot \beta_2)^2 + (\alpha_6 \cdot \beta_1 + \alpha_2 \cdot \beta_5)^2, \quad (8) \\
 K_g = & (\alpha_1 \cdot \beta_2)^2 + (\alpha_2 \cdot \beta_1)^2 + (\alpha_3 \cdot \beta_4)^2 + (\alpha_4 \cdot \beta_3)^2 \\
 & + (\alpha_5 \cdot \beta_6)^2 + (\alpha_6 \cdot \beta_5)^2.
 \end{aligned}$$

Здесь β — то же, что и α , но для другого состояния междолинного перехода.

В отсутствии деформации при накачке CO₂-лазером верхним уровнем рабочего перехода при генерации стимулированного излучения для доноров фосфора и сурьмы является состояние $2p_0$, для донора мышьяка —

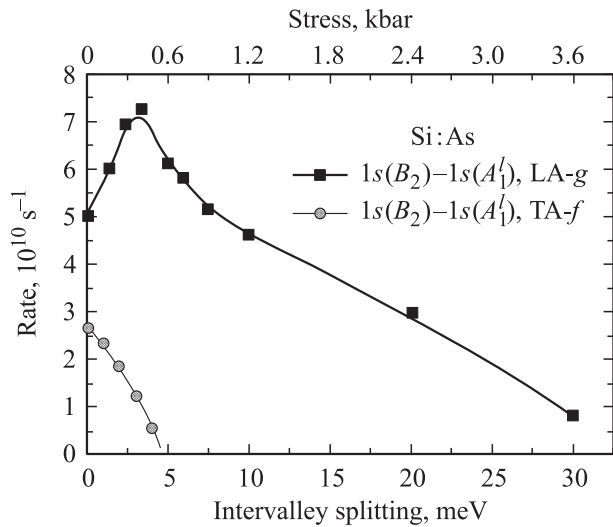


Рис. 5. Зависимость от приложенного давления темпа релаксации состояния $1s(B_2)$ (нижнего рабочего состояния при генерации стимулированного излучения) при взаимодействии с фононами LA-g и TA-f в доноре мышьяка в кремнии.

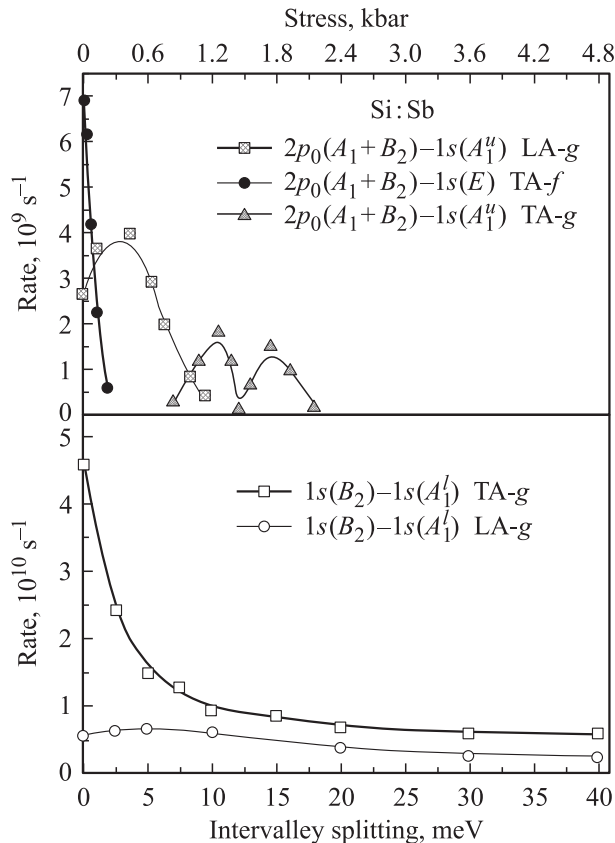


Рис. 6. Зависимость от приложенного давления темпа релаксации состояния $2p_0$ (верхнего рабочего состояния при генерации стимулированного излучения) при взаимодействии с фононами TA-f, а также темпа релаксации состояния $1s(B_2)$ (нижнего рабочего состояния при генерации стимулированного излучения) при взаимодействии с фононами LA-g и TA-g в доноре сурьмы в кремнии. Переходы $2p_0-1s(A_1^u)$ и $2p_0-1s(B_1)$ на фононах TA-f пренебрежимо малы.

состояние $2p_{\pm}$, нижним уровнем для всех этих доноров является состояние $1s(T_2)$ [1–4]. При одноосном сжатии для фосфора и сурьмы верхним уровнем остается по-прежнему состояние $2p_0$, но для мышьяка при давлении ~ 0.5 кбар происходит переключение частоты генерации — верхним уровнем рабочего перехода становится состояние $2p_0$. Нижним уровнем излучательного перехода для всех рассматриваемых доноров является синглетное состояние $1s(B_2)$, которое образуется (рис. 1) при деформации из триплета $1s(T_2)$ (см. [5,6]). На рис. 2–6 представлены результаты количественных расчетов темпов междолинного рассеяния участвующих в стимулированном излучении состояний при спонтанном излучении фононов различного типа для доноров фосфора, сурьмы и мышьяка (расщепление долин в 1 мэВ соответствует давлению ~ 8.5 кбар в направлении [100]).

Как видно, одноосное сжатие существенно влияет на времена релаксации примесных состояний. Отметим, что иногда (см. рис. 2–4, 6) зависимость от давления вероятностей междолинного рассеяния между состояниями $2p_0$ и $1s$ имеет два локальных максимума. Причина такого поведения связана с тем, что при точном резонансе, т.е. когда фонон с волновым вектором, соответствующим переходу точно между центрами долин, имеет энергию, в точности равную энергии перехода, матричный элемент равен нулю из-за различной четности волновых функций состояний $2p_0$ и $1s$. Вследствие этого имеет место эффект компенсации вкладов в матричный элемент положительной и отрицательной частей волновой функции состояния $2p_0$. Заметим при этом, что для тех или иных состояний при деформационном изменении их энергии электрон-фононное взаимодействие может оказаться вне резонанса. Поэтому соответствующая зависимость не всегда имеет два максимума, может иметь один, а может и не иметь таковых вообще.

Следует также обратить внимание на тот факт, что для всех рассматриваемых доноров деформация приводит к достаточно быстрому „выключению“ взаимодействия с f-фононами, что приводит к заметному увеличению времени жизни верхнего рабочего состояния. Это положительно сказывается на эффективности стимулированного излучения доноров при их оптическом возбуждении и сечении усиления, а пороговая интенсивность накачки значительно уменьшается [5,6]. Кроме этого, совокупность полученных результатов и оценок скоростей внутримолекулярной релаксации [7] позволяет дать количественный анализ эффекта переключения излучающих переходов доноров в тех или иных условиях [6].

В то же самое время данные измерений указывают на наличие и других факторов, положительно влияющих на стимулированное излучение оптически возбуждаемых доноров в кремнии. К таковым можно отнести более эффективную (раза в 3) накачку излучающих состояний $2p_0(B_2)$ и подавление поглощения отрицательно заряженными донорами [15]. Всесторонний анализ экспериментальных данных будет сделан в другой публикации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 09-02-00333, 08-02-91951-(ННИО)).

Список литературы

- [1] S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, A.V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen, H. Riemann. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5220 (2000).
- [2] S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, H. Riemann, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin. *J. Appl. Phys.*, **92**, 5632 (2002).
- [3] S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, M.H. Rummeli, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, H. Riemann. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 4717 (2002).
- [4] H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, H. Riemann, N.V. Abrosimov, R.Kh. Zhukavin, V.N. Shastin. *Appl. Phys. Lett.*, **84**, 3600 (2004).
- [5] R.Kh. Zhukavin, K.A. Kovalevsky, V.V. Tsyplenkov, V.N. Shastin, S.G. Pavlov, U. Böttger, H.-W. Hübers, N.V. Abrosimov, H. Riemann, N. Nötzel, *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 051 101 (2007).
- [6] S.G. Pavlov, U. Böttger, H.-W. Hübers, R.Kh. Zhukavin, K.A. Kovalevsky, V.V. Tsyplenkov, V.N. Shastin, N.V. Abrosimov, H. Riemann. *Appl. Phys. Lett.*, **90**, 141 109 (2007).
- [7] В.В. Цыпленков, Е.В. Демидов, К.А. Ковалевский, В.Н. Шастин. *ФТП*, **42** (9), 1032 (2008).
- [8] R. Barrie, R. Nishikawa. *Canadian J. Phys.*, **41**, 1823 (1963).
- [9] W. Kohn, J.M. Luttinger. *Phys. Rev.*, **90** (4), 915 (1955).
- [10] R.J. Bell, W.T. Bousman, G.M. Goldman, D.G. Rathbun. *Surf. Sci.*, **7**, 293 (1967).
- [11] Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках* (М., Наука, 1972).
- [12] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [13] C. Jacoboni, L. Reggiani. *Rev. Mod. Phys.*, **55** (3), 645 (1983).
- [14] D.K. Wilson, G. Feher. *Phys. Rev.*, **124** (4), 1068 (1961).
- [15] L.E. Oliveira, L.M. Falicov. *Phys. Rev. B*, **33**, 6990 (1986).

Редактор Л.В. Шаронова

Influence of uniaxial stress on intervalley phonon assisted relaxation of excited shallow donor states in silicon

V.V. Tsyplenkov, K.A. Kovalevsky, V.N. Shastin

Institute fo Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhniy Novgorod, Russia

Abstract Phonon-assisted intervalley scattering rates of the $2p_{\pm}$, $2p_0$ and $1s$ excited states of V-group donors (phosphor, antimony, arsenic) in silicon have been calculated. Anisotropy of effective mass as well as six-fold degeneracy of conduction band states were taken into account. The degree of influence of energy shift of the ground state due to central cell potential on the relaxation rate of different donor centers has been found. Special attention has been paid to the dependence of relaxation rates on silicon crystal compression along $[100]$ crystallographic orientations. As specified such a stress can substantially increase the lifetime of the operating states in silicon laser based on donor intracenter transitions under optical excitation raising quantum efficiency as well as small signal gain in such kind of active media.