

УДК 535.37

© 1992

КЛАССИФИКАЦИЯ ЛИНИЙ ДИСЛОКАЦИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КРЕМНИИ

Ю. С. Леликов, Ю. Т. Ребане, С. С. Рувимов, А. А. Ситникова,
Д. В. Тархин, Ю. Г. Шретер

Измерены спектры фотолюминесценции основных протяженных структурных дефектов в кремнии. Показано, что наблюдаемые в спектрах линии излучения обусловлены дислокациями, ограничивающими соответствующий структурный дефект. Предложена классификация спектральных линий по квадрату краевой компоненты вектора Бюргерса и предсказаны кратности расщепления линий при внешних воздействиях, нарушающих симметрию кристалла.

Природа электронного спектра дислокаций и дислокационной люминесценции в кремнии, несмотря на долгую историю исследования данного вопроса, остается в настоящее время окончательно не выясненной и имеет противоречивую интерпретацию [1-6].

Недавно в работах [7-9] было показано, что все основные [7-9] черты дислокационной фотолюминесценции могут быть объяснены, если предположить, что она обусловлена излучательной рекомбинацией электронов и дырок, связанных в одномерных ($1d$) дислокационных зонах, отщепленных деформационным полем от краев объемных зон. На основе этой модели в [8] было предложено классифицировать линии дислокационной люминесценции по величине квадрата вектора Бюргерса.

В настоящей работе эта концепция получила дальнейшее развитие и применена для классификации линий в спектрах фотолюминесценции основных протяженных структурных дефектов в кремнии, таких как 60° дислокации, дислокации Ломера—Коттрелла, стержнеобразные [113] дефекты (СД), эпитаксиальные дефекты упаковки (ЭДУ) и окислительные дефекты упаковки (ОДУ).

Предложенный подход позволяет предсказать кратности расщепления различных линий дислокационной люминесценции в кремнии и германии при внешних воздействиях, нарушающих симметрию кристалла. Они находятся в согласии с наблюдавшимися расщеплениями линий электроннодипольного спинового резонанса (ЭДСР) в Ge с 60° дислокациями [10].

1. Электронная структура дислокаций

Связанные электронные состояния на дислокациях могут быть обусловлены тремя основными факторами [11]: дальнедействующим деформационным полем дислокации; оборванными связями, примесями или дефектами в ядре дислокации; примесной атмосферой и собственными точечными дефектами в окрестности дислокации.

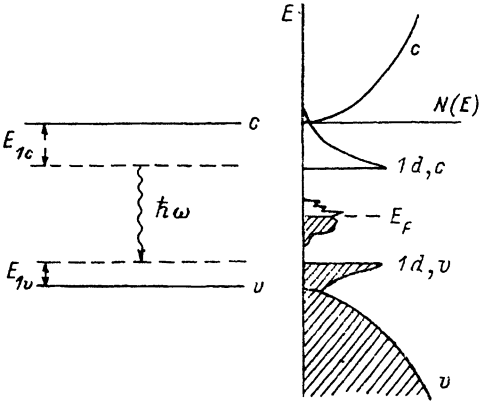


Рис. 1. Качественная схема электронной структуры дислокации и соответствующая плотность электронных состояний.

c, v — зона проводимости и валентная зона соответственно; $1d, c$ и $1d, v$ — одномерные дислокационные зоны, отщепленные деформационным полем дислокации от краев соответствующих объемных зон; E_{1c} и E_{1v} — соответствующие отщепления; E_F — уровень Ферми, контролируемый оборванными связями и примесями на дислокации.

Дальнедействующее деформационное поле является стабильным, внутренне присущим свойством дислокации, не зависящим от структуры ее ядра и степени декорации примесями, и определяется ее топологическим зарядом — вектором Бюргера. Поэтому одномерные энергетические зоны,

отщепленные деформационным полем от краев соответствующих объемных зон, образуют основу электронной структуры дислокации (рис. 1).

Саму же дислокацию удобно рассматривать как специфический одномерный полупроводник со своей запрещенной зоной, который находится в контакте с объемным полупроводником.

Дефекты ядра дислокации — перегибы, ступеньки, оборванные связи и примеси в ядре — приводят к эффективному легированию дислокационного $1d$ -полупроводника, т. е. задают в нем уровень Ферми и концентрацию носителей в одномерных дислокационных зонах, а также влияют на кинетические параметры этих носителей (подвижность, время жизни др.).

Примеси и дефекты в окрестности дислокации (атмосфера Коттрелла) ответственны за «контактные» явления на границе между одномерным дислокационным и объемным полупроводником и влияют на такие параметры, как радиус ридовского цилиндра (ширина области объемного заряда), сечение захвата носителей из объема полупроводника на дислокацию и др.

При анализе экспериментальных данных необходимо учитывать, что в принципе в разных экспериментах могут проявляться различные дислокационные состояния всех трех типов.

Так, например, ЭПР [12–15] позволяет изучать состояния с неспаренными электронными спинами, которые локализованы главным образом на оборванных связях, дефектах ядра и примесях, тогда как ЭДСР [16, 17] регистрирует подвижные состояния с неспаренными спинами в $1d$ -дислокационных зонах.

Эффект Холла [18, 19] позволяет определить положение уровня Ферми в системе, состоящей из одномерного дислокационного и объемного полупроводников, а нестационарная емкостная спектроскопия глубоких уровней (НЕСГУ) [20–23] — энергии ионизации дефектов и примесей в ядре и окрестности дислокации.

В фотолюминесценции же проявляются состояния в $1d$ -деформационных зонах, поскольку они обладают наибольшими сечениями захвата для неравновесных носителей [7, 24].

Кроме того, состояния в $1d$ -деформационных зонах вносят также основной вклад в дислокационное поглощение света в области спектра ниже края собственного поглощения [25, 26].

Таким образом, фотолюминесценция, ЭДСР и дислокационное поглощение регистрируют собственные свойства дислокации, обусловленные ее вектором Бюргера, а ЭПР, НЕСГУ, эффект Холла — ее несобственные свойства, зависящие от легирования и дефектности ядра. Поэтому нам представляется естественным попытаться найти связь между положениями линий дислокационной люминесценции различных дислокаций и их векторами Бюргера.

Нетрудно показать, что в общем случае энергия носителей в деформационном поле дислокации, спадающем обратно пропорционально расстоянию до ее оси, должна быть пропорциональна квадрату модуля вектора Бюргера при заданном его направлении. Действительно, уравнение Шредингера для носителя, связанного в деформационном поле дислокации, имеет вид

$$(K + U) \psi = E\psi, \quad (1)$$

где K — оператор кинетической энергии, а U — оператор потенциальной энергии. В цилиндрической системе координат, связанной с осью дислокации, оператор потенциальной энергии может быть записан в виде

$$U = U_{b,n}(r, \varphi) = bv(\varphi, n)/r, \quad (2)$$

где $n = b/h$ — направление вектора Бюргера b , а $v(\varphi, n)$ — некоторая функция, явный вид которой для нас несуществен.

Если $\psi(r, \varphi)$ есть решение (1) при $U = U_{b,n}(r, \varphi)$, соответствующее собственному значению $E = E_0$, то можно показать, что

$$\begin{aligned} \psi'(r, \varphi) &= \psi(b'r/b, \varphi), \\ E'_0 &= (b'/b)^2 E_0 \end{aligned} \quad (3)$$

также являются собственной функцией и собственным значением уравнения (1) при $U = U_{b',n}(r, \varphi)$.

В этом можно убедиться непосредственно подстановкой $\psi'(r, \varphi)$ в (1) с последующей заменой $r \rightarrow r'$, где $r' = b'r/b$. При такой замене оператор кинетической энергии, квадратичный по пространственным производным, преобразуется по закону

$$K(r) \psi'(r, \varphi) = K(r) \psi(b'r/b, \varphi) = (b'/b)^2 K(r') \psi(r', \varphi). \quad (4)$$

Оператор потенциальной энергии преобразуется аналогичным образом

$$\begin{aligned} U_{b',n}(r, \varphi) \psi'(r, \varphi) &= U_{b',n}(r, \varphi) \psi(b'r/b, \varphi) = \\ &= b'v(\varphi, n) \psi(r', \varphi)/r = (b')^2 v(\varphi, n) \psi(r', \varphi)/br' = \\ &= (b'/b)^2 U_{b,n}(r', \varphi) \psi(r', \varphi). \end{aligned} \quad (5)$$

Используя (4) и (5), находим, что $\psi'(r, \varphi)$ удовлетворяет (1) при

$$U = U_{b',n}(r, \varphi), \quad E = E'_0 = (b'/b)^2 E_0,$$

$$\begin{aligned} [K + U_{b',n}(r, \varphi)] \psi'(r, \varphi) &= (b'/b)^2 [K(r') + U_{b,n}(r', \varphi)] \psi(r', \varphi) = \\ &= (b'/b)^2 E_0 \psi(r', \varphi) = E'_0 \psi'(r, \varphi). \end{aligned} \quad (6)$$

Таким образом, мы доказали, что при заданном направлении вектора Бюргерса энергия связи носителя в деформационном поле дислокации пропорциональна квадрату его модуля.

Существующие расчеты для нескольких типов дислокаций [27, 28] показывают, что вклад деформационного поля, обусловленного винтовой компонентой вектора Бюргерса b_s , в энергию связи носителей на порядок меньше соответствующего вклада от деформационного поля, связанного с краевой компонентой b_e .

Поэтому в первом приближении энергии связи электронов E_{1c} и дырок E_{1v} в $1d$ -дислокационных деформационных зонах (рис. 1) можно считать пропорциональными b_e^2 .

В этом случае положение линий дислокационного излучения, обусловленного рекомбинацией носителей, находящихся в $1d$ -дислокационных деформационных зонах, можно грубо оценить по формуле [29, 30]

$$\hbar\omega = E_g - (E_{1c} + E_{1v}) = E_g - A (b_e / a)^2 \quad (7)$$

Здесь a — постоянная решетки кристалла; E_g — ширина запрещенной зоны; A — подгруппочная константа, по порядку величины равная $A \approx \Xi^2 m a^2 / 4\pi^2 \hbar^2$ [1], где Ξ — усредненная константа деформационного потенциала, m — средняя эффективная масса носителей.

В случае кремния, взяв $\Xi = 5$ эВ, $m = 0.3m_0$ получим $A = 800$ мэВ. Тогда формула (1) примет вид

$$\hbar\omega = 1170 - 800 (b_e / a)^2, \text{ мэВ.} \quad (8)$$

Формула (7) не учитывает расщеплений дислокаций, однако, как известно, большинство 60° дислокаций в кремнии и германии расщеплено на 90° и 30° частичные дислокации [22, 23]. Поскольку из (7) следует, что связанные состояния носителей на 90° частичной дислокации глубже, то она дает основной вклад в фотолюминесценцию. Влияние же деформационного поля 30° частичной дислокации можно рассматривать как возмущение. Поэтому в кристалле, содержащем дислокации с различной шириной дефектов упаковки, наблюдаются серии линий [31], соответствующие 60° дислокациям с различными расстояниями между частичными дислокациями, которые могут изменяться лишь дискретно с шагом, равным постоянной решетки дефекта упаковки [7, 32, 33].

Таким образом, в кремнии, согласно (8), спектр фотолюминесценции неравновесных 60° дислокаций с различными степенями расщепления должен простирается от линии 870 мэВ, соответствующей нерасщепленной 60° дислокации, до линии 1040 мэВ, соответствующей изолированной 90° частичной дислокации.

Экспериментально в кристаллах кремния, приготовленных методом двухстадийной деформации и содержащих неравновесные расщепленные 60° дислокации, наблюдались серии линий в диапазоне $\hbar\omega = 940 \div 1013$ мэВ [4, 8] (см. также рис. 2, в), что довольно хорошо согласуется с оценкой по формуле (8). Расщепленной 60° дислокации с равновесной шириной дефекта упаковки 50 Å соответствует промежуточная линия Д4, экспериментальное положение которой равно $\hbar\omega = 1000$ мэВ.

Как известно, винтовые дислокации в кремнии также расщеплены на две 30° дислокации [34], что должно приводить, согласно (8), к серии линий, простирающейся от линии $\hbar\omega = 1140$ мэВ, соответствующей изолированной 30° частичной дислокации, до линии $\hbar\omega = 1170$ мэВ, соответствующей нерасщеплен-

ной винтовой дислокации, которая в данном приближении обладает нулевой энергией связи для носителей.

До сих пор серии линий, соответствующие слабо связанным состояниям носителей на расщепленных винтовых дислокациях, не наблюдались. Этот факт имеет естественное объяснение, поскольку мелкие доноры и акцепторы, обладая большей энергией связи для носителей, препятствуют их захвату в мелкие $1d$ -деформационные зоны расщепленных винтовых дислокаций.

В таблице приведены оценки суммарных энергий связи электронов и дырок на дислокациях, а также оценки положений линий фотолюминесценции, найденные по формуле (8) для различных типов дислокаций в кремнии. Для всех приведенных в таблице типов дислокаций ось дислокации ориентирована вдоль направления $[1\bar{1}0]$. В последнем столбце таблицы приведены экспериментальные данные о положениях линий фотолюминесценции в ряде исследованных кремниевых кристаллов с дислокациями различных типов (см. раздел 3).

Тип дислокации	b/a	$(b/a)^2$	E , мэВ	λ_0 , мэВ	Эксп.
Винтовая	$1/2[110]$	0	0	—	—
30° частичная	$1/6[211]$	$1/24$	30	1140	—
Вершинная	$1/6[110]$	$1/18$	45	1125	1023
$[11\bar{3}]$ дефект	$1/3[001]$	$1/9$	90	1080	930
90° частичная	$1/6[11\bar{2}]$	$3/18$	130	1040	1013 (Д6)
Франка	$1/3[111]$	$1/3$	270	900	870 (Д2)
60° нерасщепленная	$1/2[101]$	$3/8$	300	870	—
Ломера—Коттрелла	$1/2[110]$	$1/2$	400	770	808 (Д1)
60° расщепленная	$1/2[101]$	—	130—300	870—1040	940—1013
Винтовая расщепленная	$1/2[110]$	—	0—30	1140—1170	—

3. Расщепление линий фотолюминесценции и ЭДСР при внешних возмущениях

Как было показано выше, фотолюминесценция отражает собственные свойства дислокаций и обусловлена рекомбинацией носителей, связанных в $1d$ -деформационных зонах. Поскольку потенциал, действующий на носители со стороны деформационного поля дислокации, полностью несимметричен (соответствующая группа симметрии содержит лишь единичный элемент), то связанные состояния носителей на дислокации не вырождены (при учете спина двукратно вырождены) и при внешних воздействиях, нарушающих симметрию кристалла, кратность расщепления линий люминесценции должна определяться числом различных возможных ориентаций дислокации относительно кристаллической решетки. Ориентация дислокации данного типа однозначно задается направлением ее оси l и вектором Бюргерса b .

Перебирая все возможные для данного типа дислокаций комбинации l и b , легко показать, что в Ge и Si существуют 24 различные ориентации для 60° дислокаций, 12 различных ориентаций для дислокации Франка и столько же для винтовых дислокаций, а также 6 различных ориентаций для дислокаций Ломера—Коттрелла. Поэтому на соответствующее число компонент должны расщепиться линии фотолюминесценции при произвольных внешних возмущениях.

До сих пор в фотолюминесценции такие расщепления не наблюдались, поскольку для их поиска необходимы специальные исследования. Однако, как указывалось выше, ЭДСР, так же как и фотолюминесценция, отражает собственные свойства дислокации, поэтому соответствующие расщепления должны

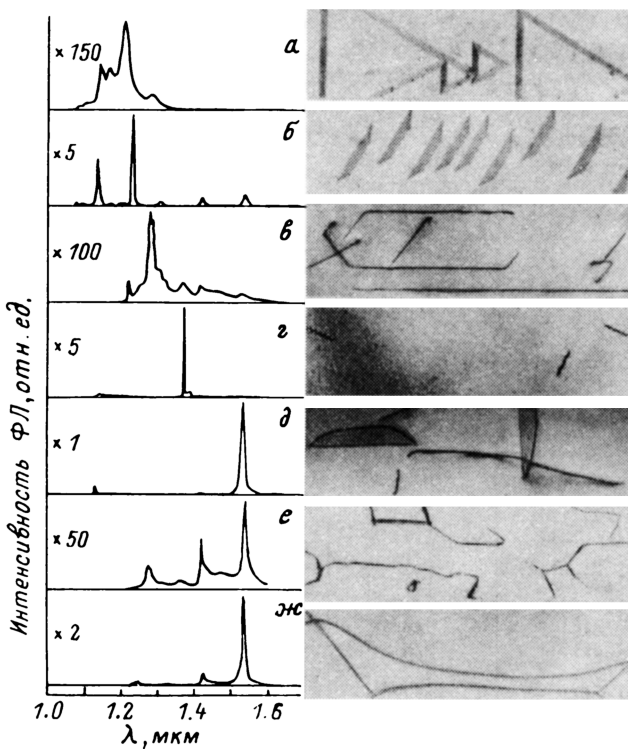


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции (ФЛ) и соответствующие изображения кремниевых кристаллов с различными протяженными структурными дефектами в просвечивающем электронном микроскопе. $T = 4.2$ К.

а — полные тетраэдры эпитаксиальных дефектов упаковки, *б* — неполные тетраэдры эпитаксиальных дефектов упаковки, *в* — петли Шокли в кристалле двужадно относительно деформированном по оси [123], *г* — стержневые [113] дефекты и дислокационные диполи, *д* — окислительные дефекты упаковки, *е* — дислокации Ломера—Коттрелла в кристалле двужадно относительно деформированном по оси [111].

наблюдаться и в опытах по ЭДСР. Действительно, данные по наблюдению ЭДСР в Ge [10] свидетельствуют о наличии 24 линий ЭДСР, соответствующих 60° дислокациям, что подтверждает правильность предложенной схемы расщеплений.

4. Экспериментальные результаты

Надежная идентификация линий дислокационной фотолуминесценции в кремнии осложняется трудностью получения кристаллов, содержащих только один определенный тип дислокаций. Поэтому для составления атласа дислокационных спектральных линий необходимы систематические исследования спектров фотолуминесценции кристаллов с дислокациями, приготовленными различными методами.

Попытка такого систематического исследования предпринята в настоящей работе, в которой изучались кристаллы кремния, содержащие дислокации разных типов.

Полученные спектры фотолуминесценции приведены ниже на рис. 2, *а—е*, на котором величина b_c^2 соответствующих дислокаций возрастает от *а* к *е*. Все спектры были получены при возбуждении кристаллов, находящихся непосредственно в жидком гелии при температуре 4.2 К, аргоновом лазере с длиной волны 0.5145 мкм и мощностью 300 мВт. Площадь возбуждаемой поверхности ≈ 10 мм².

На рис. 2, а приведены спектр и изображение в просвечивающемся электронном микроскопе (ПЭМ) кристалла с эпитаксиальными дефектами упаковки, полученными методом эпитаксиального наращивания механически поврежденной и загрязненной примесью поверхности (111).

Как видно из этого рисунка, данный образец содержит полные тетраэдры дефектов упаковки. Ребра тетраэдров, как известно [35], образованы вершинными дислокациями с векторами Бюргерса и осями, эквивалентными $b = 1/6 [110]$ и $l = [1, \bar{1}, 0]$. Поэтому наблюдаемую широкую линию излучения с максимумом при $h\nu = 1023$ мэВ мы связываем с вершинными дислокациями этого типа. Поскольку исходная поверхность была загрязнена, то дислокации сильно декорированы примесями, и это приводит к уширению линии и сдвигу ее максимума в длинноволновую сторону по сравнению с теоретической оценкой (8).

На рис. 2, б приведены спектр и ПЭМ изображение кристалла с эпитаксиальными дефектами упаковки, полученного эпитаксиальным наращиванием чистой поверхности (111), слегка поврежденной шлифовкой мелким порошком.

Как видно из рис. 2, в этом случае кристалл содержит в основном треугольники дефектов упаковки, которые могут быть ограничены как сидячими частичными дислокациями Франка, так и частичными дислокациями Шокли [36].

Основную наблюдаемую в спектре линию излучения с $h\nu = 1010$ мэВ на основании формулы (8) естественно приписать изолированной 90° частичной дислокации Шокли, а слабую линию с $h\nu = 870$ мэВ (Д2) — сидячей частичной дислокации Франка. Отметим, что найденное положение линии изолированной 90° частичной дислокации согласуется с определенным из спектров люминесценции кристаллов с сильно расщепленными 60° дислокациями Шокли $h\nu = 1013$ мэВ (Д6) [4].

На рис. 2, в показаны спектры излучения кристаллов кремния, приготовленных методом одноосной двухстадийной деформации [2, 22] по оси [123] (первая стадия высокотемпературная с давлением $P = 1.2$ кГ/мм² и деформацией $e = 0.3\%$ при температуре $T = 800^\circ\text{C}$; вторая стадия: $P = 25$ кГ/мм², $T = 420^\circ\text{C}$, $t = 30$ мин, $e = 0\%$).

В этом случае возбуждается в основном одна система скольжения расщепленных 60° дислокаций Шокли [37] и наблюдается спектр, состоящий из серии линий, соответствующий неравновесным 60° дислокациям с различными ширинами дефектов упаковки [6, 24]. Наблюдаются также слабые линии с $h\nu = 808$ мэВ (Д1) и с $h\nu = 870$ мэВ (Д2), которые могут быть интерпретированы на основании формулы (8) как линии излучения сидячих дислокаций Ломера—Коттрелла и частичных дислокаций Франка соответственно.

Сидячие дислокации Ломера—Коттрелла образуются при больших деформациях из-за взаимодействия скользящих 60° дислокаций из разных плоскостей скольжения [8], а частичные дислокации Франка образуются при больших напряжениях вследствие переползания расщепленных 60° дислокаций [38].

Кроме этого, оба типа дислокаций образуются при конденсации неравновесных вакансий и междоузельных атомов, рожденных в процессе деформации, в дислокационные петли [11].

Отметим, что в данной работе исследовались кристаллы с малыми степенями деформации, в случае же сильных деформаций ($e > 0.5\%$) относительная интенсивность линий Д1 и Д2 значительно больше [39], что подтверждает вышеприведенную интерпретацию.

На рис. 2, г приведены спектры и ПЭМ изображения кристалла, содержащего [113] дефекты и дислокационные диполи. Поскольку дислокационные диполи состоят из нерасщепленных 60° дислокаций или дислокаций Ломера—Коттрелла [40], то их линии излучения, согласно (8), должны находиться в районе линии Д1 и наблюдаемую в более коротковолновой области линию $h\nu = 903$ мэВ есте-

ственно ассоциировать со стержнеобразными [113] дефектами, которые, согласно [40, 41], ограничены дислокациями с вектором Бюргерса $b = 1/3 [001]$.

На рис. 1, *д* приведены спектры, а также ПЭМ изображения кристаллов Si, приготовленных путем окисления пластин с «мягко» поврежденной поверхностью (001) в атмосфере кислорода при $T = 1050^\circ\text{C}$ в течение 10 мин.

В этом случае анализ дифракционного контраста ПЭМ изображений показал, что в кристаллах создавались только два типа структурных дефектов — ОДУ, лежащие в плоскостях (111) и ограниченные дислокациями Франка с вектором Бюргерса $b = 1/3 [111]$, а также вытянутые вдоль направления $[1\bar{1}0]$ полупетли из полных дислокаций с вектором Бюргерса $1/2 [110]$, лежащие в плоскостях (110) и ограниченные дислокациями Ломера—Коттрелла.

Как видно из рис. 2, *д*, в спектре наблюдаются две линии Д1 и Д2. Это подтверждает нашу интерпретацию линий Д1 и Д2 как линий излучения дислокаций Ломера—Коттрелла и дислокаций Франка.

Интенсивность линии Д2 относительно невелика, поскольку ОДУ, являясь хорошими геттерами [42], адсорбируют примеси, которые уменьшают время жизни носителей в $1d$ -деформационных зонах дислокаций Франка.

На рис. 2, *е* показаны спектр излучения и ПЭМ изображение кристаллов кремния, приготовленных методом одноосной двухстадийной деформации по оси $[111]$ (первая стадия: $P = 1.2 \text{ кГ/мм}^2$, $T = 800^\circ\text{C}$, $e = 0.3\%$; вторая стадия: $P = 17.6 \text{ кГ/мм}^2$, $T = 420^\circ\text{C}$, $t = 30 \text{ мин}$, $e = 0\%$).

В кристаллах, деформированных вдоль $[111]$, возбуждаются три системы скольжения 60° дислокации и существенно увеличивается вероятность их взаимодействия с образованием дислокаций Ломера—Коттрелла. При этом интенсивность линий Д1 возрастает по сравнению со случаем деформации кристалла вдоль направления $[123]$ (рис. 2, *в*), что указывает на правильность интерпретации излучения линии Д1 как связанного с дислокациями Ломера—Коттрелла.

Наблюдаемую линию Д2 можно, как уже указывалось, интерпретировать как линию излучения сидячих частичных дислокаций Франка, которые образуются при переползании расщепленных 60° дислокаций или при конденсации неравновесных междоузельных атомов или вакансий в дислокационные петли Франка в процессе механической деформации.

Таким образом, в настоящей работе составлен атлас основных линий дислокационной люминесценции в кремнии. Как видно из таблицы, наблюдается приближенное соответствие положений линий формуле (8). Это свидетельствует о связи дислокационной фотолюминесценции в кремнии с одномерными деформационными зонами.

В дальнейшем представляет интерес исследовать расщепления линий фотолюминесценции, обусловленных дислокациями различных типов, во внешнем магнитном поле и при одноосном сжатии кристаллов для проверки предсказанных в настоящей работе кратностей расщеплений.

Авторы благодарны проф. Х. Александру и его сотрудникам из Кельнского университета за представление образцов деформированного кремния, а также О. В. Александрову из НПО «Светлана» за предоставление образцов эпитаксиального кремния с дефектами упаковки.

Список литературы

- [1] Гиппиус А. А. // Труды ФИАН. 1966, Т. 37. С. 3—40.
- [2] Дроздов Н. А., Патрин А. А., Ткачев В. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 23. С. 651—653.
- [3] Margel D., Labusch R. // Phys. Stat. Sol. (a). 1977. V. 42. N 1. P. 165—171.
- [4] Sauer R., Weber J., Stoltz J., Weber E. R., Küsters R. H., Alexander H. // Appl. Phys. A. 1985. V. 36. P. 1—13.
- [5] Колубакин А. И., Осипьян Ю. А., Шевченко С. А., Штейнман Э. А. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 3. С. 677—683.

- [6] Peaker A. R., Hamilton B., Sahiji G. R., Ture I. E., Lorimer G. // *Materials Science and Engineering*. 1989. V. B4. P. 123—128.
- [7] Lelikov Yu. S., Rebane Yu. T., Shreter Yu. G. // *Inst. Phys. Conf. Ser.* 1989. N 104. P. 119—129.
- [8] Rebane Yu. T., Shreter Yu. G. // *Polycrystalline Semiconductors II* / Ed. J. H. Werner, H. P. Strunk. Springer Verlag, 1990 (in press).
- [9] Lelikov Yu. S., Rebane Yu. T., Ruvimov S., Sitnikova A. A., Tarhin D. V., Shreter Yu. G. // *Proc. 16th Inter. Conf. on Defects in Semiconductors*. Bethlehem, 1991 (in press).
- [10] Pakulis E. J., Jeffries C. D. // *Phys. Rev. Lett.* 1981. V. 47. N 25. P. 1859—1862.
- [11] Friedel J. // *Dislocations*. Pergamon Press, 1964.
- [12] Osipyan Yu. A. // *Sov. Sci. Rev. Sect. A.: Phys. Rev.* 1982. V. 4. P. 219—229.
- [13] Kveder V. V., Osipyan Yu. A., Schroter W., Zoth G. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1982. V. 72. P. 701—713.
- [14] Kisielowski-Kimmerich C., Weber G., Alexander H. // *J. Electron. Mater.* 1985. V. 14a. P. 387—393.
- [15] Kisielowski-Kimmerich C., Alexander H. // *Defects in Crystals* / Ed. E. Mizera. World Scient. Publ., 1988. P. 387—395.
- [16] Кведер В. В., Осипьян Ю. А., Шальнин А. И. // *Письма в ЖЭТФ*. 1984. Т. 40. № 1. С. 10—12.
- [17] Rashba E. I. // *High Magnetic Fields in Semiconductors Physics II* // Ed. G. Landwehr. Springer—Verlag, Berlin, 1989. P. 401—408.
- [18] Schroter W., Scheibe E., Schoen H. // *J. of Microscopy*. 1980. V. 48. P. 23—34.
- [19] Ono H., Sumino K. // *Jap. J. Appl. Phys.* 1983. V. 54. P. 4426—4432.
- [20] Kimmerling L. C., Patel J. R. // *Appl. Phys. Lett.* 1974. V. 34. P. 73—75.
- [21] Weber E. R., Alexander H. // *J. de Physique*. 1983. V. 44. C4. P. 319—328.
- [22] Omling P., Weber E. R., Moutelius L., Alexander H., Michel J. // *Phys. Rev.* 1985. V. B32. P. 6571—6582.
- [23] Schroter W., Queisser I., Kronewitz J. // *Ins. Phys. Conf. Ser.* N 104. 1989. P. 75—84.
- [24] Соколова Е. Б. // *ФТП*. 1970. Т. 4. № 7. С. 1266—1272.
- [25] Баженов А. В., Красильникова Л. Л. // *ФТТ*. 1986. Т. 28. № 1. С. 235—241.
- [26] Баженов А. В., Красильникова Л. Л. // *Тр. V Междунар. конф. «Свойства и структура дислокаций в полупроводниках»*. Сб. докладов. Черноголовка, 1989. С. 27—31.
- [27] Winter S. // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 1978. V. 90. P. 289—293.
- [28] Winter S. // *Phys. Stat. Sol. (b)*. 1977. V. 79. P. 637—644.
- [29] Ray I. L. F., Cockayne D. J. H. // *Phil. Mag.* 1970. V. 22. P. 853—859.
- [30] Haussermann F., Schaumburg H. // *Phil. Mag.* 1973. V. 27. P. 745—751.
- [31] Sauer R., Kisielowski-Kimmerich C., Alexander H. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. P. 105—109.
- [32] Gottschalk J. J. // *J. de Physique*. 1979. V. 40. C 6. P. 127—132.
- [33] Леликов Ю. С., Ребане Ю. Т., Шперер Ю. Г. // *ФТТ*. 1990. Т. 32. № 9. С. 2774—2777.
- [34] Gomez A., Cockayne D. J. H., Hirsch P. B., Vitek V. // *Phil. Mag.* 1975. V. 31. P. 105—111.
- [35] Booker G. R. // *Disc. Farad. Soc.* 1964. N 38. P. 298—304.
- [36] Booker G. R., Stickler R. // *J. Appl. Phys.* 1962. V. 33. P. 3281—3290.
- [37] Alexander H., Kisielowski-Kimmerich C., Swalski A. T. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1987. V. 104. P. 183—189.
- [38] Thibault-Desseaux J., Kirchner H. O. K., Putaux J. L. // *Philos. Mag.* 1989. V. 60A. N 3. P. 385—400.
- [39] Alexander H., Kisielowski-Kimmerich C., Weber E. R. // *Physica*. 1983. V. 116B. P. 583—593.
- [40] Bender H. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1984. V. 86. P. 245—261.
- [41] Vanhellefont J., Bender H., Claeys C. // *Ins. Phys. Conf. Ser.* 1989. N 104. P. 461—466.
- [42] Bugiel E., Kittler M., Borchardt A., Richter H. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1984. V. 84. P. 143—147.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
10 декабря 1991 г.