В. Ф. Агекян, Н. Р. Григорьева



САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ



ОПТИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

В. Ф. Агекян, Н. Р. Григорьева

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ



ИЗДАТЕЛЬСТВО САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, профессор *С. Ю. Вербин* (С.-Петерб. гос. ун-т), д-р физ.-мат. наук *А. Н. Резницкий* (ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН)

Рекомендовано к печати Учебно-методической комиссией физического факультета Санкт-Петербургского университета

Агекян В. Ф., Григорьева Н. Р.

А23 Люминесценция полупроводниковых кристаллов. — СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2016. — 156 с. ISBN 978-5-288-05661-1

В учебном пособии рассмотрены различные типы излучательной рекомбинации в легированных полупроводниковых кристаллах. Приведены основные теоретические модели, описывающие электронную структуру и оптические свойства полупроводниковых кристаллов, содержащих примеси, анализируются результаты некоторых экспериментальных исследований люминесценции полупроводниковых кристаллов. Пособие рассчитано на студентов и аспирантов, специализирующихся в области оптики твердого тела.

ББК 22.379я7

© Санкт-Петербургский государственный университет, 2016

ISBN 978-5-288-05661-1

Оглавление

Введение	4
Глава 1. Основные модели электронного спектра точечного дефекта	7
Глава 2. Оптические переходы примесь—зона с участием изолиро- ванного точечного дефекта	32
Глава 3. Люминесценция донорно-акцепторных пар	57
Глава 4. Люминесценция свободных экситонов и экситонно-примес- ных комплексов	84
Глава 5. Электронно-колебательные спектры точечного дефекта	124
Глава 6. Люминесценция кристаллов с глубокими центрами (стати- стика Шокли—Рида)	148
Литература	155

Введение

Переход системы атомов из одного (стационарного) квантового состояния в состояние с меньшей энергией сопровождается излучением энергии, в том числе и в виде фотонов. Этот процесс может носить как равновесный, так и неравновесный характер. Излучение тела, находящегося в равновесии с окружающей средой, называют *тепловым*. Спектральный состав такого излучения определяется только температурой T и описывается известной формулой Планка

$$U_{\omega}(T) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{K_B T}\right) - 1},$$

где $\hbar\omega$ — энергия фотона, c— скорость света, k_B — постоянная Больцмана. Эта формула, в частности, устанавливает связь между температурой тела и энергией фотона, соответствующей максимуму теплового излучения. Для наблюдения излучения, не связанного с нагреванием, необходимо привести систему в неравновесное (возбужденное) состояние. Это можно сделать, воздействуя на систему потоком фотонов или заряженных частиц.

Люминесценцией называется неравновесное излучение, представляющее собой избыток над тепловым излучением тела при данной температуре, при условии, что длительность этого избыточного излучения превышает период световых колебаний. Неравновесный характер такого излучения — главное отличие люминесценции от теплового электромагнитного излучения тела. Конечная длительность процесса позволяет отличить люминесценцию от других видов нетеплового излучения, возникающих при взаимодействии света с веществом: релеевского рассеяния, отражения, комбинационного рассеяния. Люминесценцию, возникающую под действием оптического излучения, называют *фотолюминесценцией*. Кроме фотолюминесценции, возбуждаемой квантами света оптического диапазона, существует люминесценция, возбуждаемая:

- быстрыми частицами (электроны и т.д.) катодолюминесценция;
- Г-лучами и Х-лучами радиолюминесценция и рентгенолюминесценция соответственно;
- приложением электрического поля (инжекция электронов и дырок) — электролюминесценция;
- химическим процессом хемилюминесценция;
- механическим воздействием триболюминесценция.

Далее мы будем рассматривать излучение, вызванное оптическим возбуждением системы светом — электромагнитными волнами оптического диапазона. Излучение, возникающее при взаимодействии света с молекулами и кристаллами, называют *вторичным свечением.* Вторичное свечение подразделяется на релеевское рассеяние (процессы поглощения и излучения когерентно связаны), комбинационное рассеяние (происходит неупругое рассеяние фотонов на фононах) и люминесценцию — термализованную и горячую. При рассмотрении люминесценции процессы поглощения и испускания света выступают как независимые.

В механизме люминесценции можно выделить три этапа. Первый этап — поглощение энергии и переход системы в неравновесное состояние. Второй этап — безызлучательная релаксация, в ходе которой система переходит в возбужденное стационарное состояние с более низкой энергией. Третий этап — переход системы в равновесное состояние с испусканием кванта света — излучательная рекомбинация.

Энергия испущенного при переходе кванта определяется энергетическим интервалом между начальным и конечным состояниями системы. Спектральный состав, интенсивность и время жизни излучательной рекомбинации зависят от энергии уровней системы, определяющих ее начальное и конечное состояния, и от природы этих уровней, а также от параметров конкурирующих процессов.

Если акт излучения следует за актом поглощения с интервалом не более 10^{-7} с, такое излучение называют *флюоресценцией*. Если свечение наблюдается после прекращения возбуждения с большой задержкой (от тысячных долей секунды до часов), то такой процесс называют *фосфоресценцией*. Такое деление является, конечно, условным.

Для чистых полупроводников основным механизмом излучения является рекомбинация электрона и дырки типа зона—зона. Следовательно, главный фактор, определяющий спектральный состав излучения полупроводника, — ширина запрещенной зоны E_g . В принципе электрон может перейти из валентной зоны в зону проводимости и тогда, когда тело находится в равновесном состоянии, т. е. за счет энергии тепловых колебаний кристаллической решетки. Однако вероятность такого события пропорциональна $\exp(-E_g/k_BT)$ и при величине E_g порядка 2 эВ для комнатной температуры крайне мала. При освещении кристалла электрон может получить энергию кванта света, достаточную для преодоления энергетического барьера, и совершить переход из валентной зоны в зону проводимости.

В настоящем учебном пособии рассматриваются различные типы излучения света реальными кристаллами, содержащими примеси и дефекты. Естественно, что для понимания механизмов и определения параметров излучения в пособии рассмотрены и процессы поглощения.

Глава 1 ОСНОВНЫЕ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННОГО СПЕКТРА ТОЧЕЧНОГО ДЕФЕКТА

Электронные состояния в реальном полупроводниковом кристалле

Электрон в идеальной кристаллической решетке с одинаковой вероятностью может находиться вблизи любого узла решетки благодаря строгой периодичности кристаллического потенциала. Следовательно, волновая функция электрона в идеальном кристалле, соответствующая разрешенному состоянию энергетического спектра, есть периодическая функция, делокализованная в координатном пространстве. В этом случае состояния электрона называют *распространенными*, и движение электрона в решетке можно с хорошей степенью точности описать как движение свободной частицы, вводя в качестве параметров квазиимпульс и эффективную массу. Это касается таких возбужденных состояний электронной системы идеального кристалла, как электрон проводимости, дырка, экситон.

В решетках реальных кристаллов присутствуют нарушения идеальной кристаллической структуры. Такие несовершенства называются *дефектами*. Дефекты делятся на две основные группы: собственные дефекты и примеси. Классификация дефектов также может быть проведена на основе их протяженности и размеров области, на которую распространяется действие дефекта. Дефекты подразделяются на:

- точечные (вакансии, собственные атомы в междоузлии, примесные атомы в узлах и междоузлиях решетки, антиструктурные дефекты, когда атом одной подрешетки находится в узле другой, комплексы из простых точечных дефектов);
- линейные (дислокации);
- двумерные (малоугловые границы, границы зерен, двойниковые границы, дефекты упаковки);

• объемные нарушения (зональные напряжения, поры, включения второй фазы).

Точечные дефекты, в отличие от остальных видов дефектов, могут существовать в кристалле как в термодинамически равновесном, так и в метастабильном состоянии. Точечные дефекты могут быть как электрически активными, так и электрически неактивными. Наличие дефектов не нарушает общую электронейтральность кристалла. Дефект, который образован введением в кристалл атома другой химической природы, называют *примесным центром*. Примесные центры могут существенным образом влиять на оптические и электрические свойства полупроводников.

Дефекты порождают потенциалы, являющиеся нарушениями периодического потенциала решетки, они возмущают электронные состояния кристаллов. Ионы примесных атомов (примесные центры) — одни из наиболее часто встречающихся и практически важных дефектов. Наличие примесных ионов может привести к тому, что кроме распространенных состояний в кристалле появятся состояния, соответствующие движению электронов около примесных центров. Энергии таких связанных состояний лежат в пределах запрещенной зоны.

Важным параметром, характеризующим примесный центр, является энергия ионизации E_i (энергия, необходимая для того, чтобы оторвать электрон от центра). В соответствии со значением E_i примеси можно разделить на мелкие и глубокие. Для мелких примесных центров энергия ионизации много меньше ширины запрещенной зоны ($E_i \ll E_q$).

Мелкие примеси бывают двух типов: доноры и акцепторы. Донор — примесный атом, число валентных электронов которого больше числа валентных электронов атомов основной решетки. Избыточный электрон оказывается слабо связанным и при возбуждении может легко перейти в зону проводимости. Энергетический уровень, соответствующий связанному состоянию избыточного электрона на доноре, лежит вблизи дна зоны проводимости. Акцептор — примесный центр, число валентных электронов которого меньше числа валентных электронов замещаемых атомов. Такой центр может легко захватить электрон из валентной зоны. Энергетический уровень акцептора лежит вблизи потолка валентной зоны.

Оптические свойства реальных полупроводников существенно зависят от свойств и концентрации дефектов. В таком полупровод-

нике появляются дополнительные каналы излучательной рекомбинации, обусловленные:

- а) переходами примесный уровень разрешенная зона, примесь примесь (донорно-акцепторные пары);
- б) излучательной рекомбинацей экситонов, связанных на примесных центрах (экситонно-примесные комплексы).

Важное влияние на результат взаимодействия света с кристаллом оказывают конкурирующие безызлучательные процессы.

Волновая функция электрона, связанного с примесным центром

Наиболее часто для нахождения волновой функции электрона, связанного на примесном центре, используют теорию эффективной массы. Это наиболее простой подход к решению задачи о движении электрона в кристаллической решетке, содержащей точечный дефект. Теория эффективной массы позволяет рассматривать задачу N + 1 частицы как задачу о движении одной частицы, движущейся в поле, которое описывается разностью истинного потенциала и потенциала идеальной решетки.

Если в кристалле есть изолированный центр, то потенциальная энергия электрона может быть представлена в виде суммы $V(r) + V_0(r)$, где V(r) — потенциал идеальной кристаллической решетки, а $V_0(r)$ — потенциал примеси. В этом случае уравнение Шредингера для волновой функции электрона можно записать следующим образом:

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_r^2 + V(r) + V_0(r)\right\}\psi(r) = E\psi(r).$$
 (1.1)

Ясно, что подход к решению такой задачи зависит от выбора потенциала примесного центра. Если потенциал примеси — медленно меняющаяся координатная функция, т. е. $V_0(r) \gg |V_0(r) - V_0(r+a_0)|$, где a_0 — постоянная решетки, то потенциал примеси можно рассматривать как малое возмущение потенциала идеальной кристаллической решетки. Это позволяет значительно упростить решение задачи о нахождении собственных функций и энергетического спектра электрона в кристалле с примесью. Упрощение состоит в том, что мы можем воспользоваться результатом, полученным для идеального кристалла. Медленно меняющийся потенциал может успешно использоваться для описания кристаллической решетки, содержащей мелкие примесные центры, так как энергия связи электрона на таком центре мала, и, следовательно, энергетический спектр кристалла изменяется незначительно.

Будем искать решения уравнения (1.1) в виде линейной комбинации волновых функций электрона в идеальном кристалле. Волновая функция электрона в идеальном кристалле может быть представлена с помощью функций Блоха: $\varphi_{nk} = U_{nk}(r) \exp(ikr)$. Однако для описания локализованных состояний удобно воспользоваться функциями Ванье, которые являются Фурье-образами блоховской функции:

$$a_n(r, r_m) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k \exp(-ikr_m)\varphi_{nk}(r) =$$
$$= \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_k \exp(-ik(r_m - r))U_{nk}(r) = a_n(r - r_m).$$
(1.2)

Функция Блоха локализована в k-пространстве. В отличие от нее функция Ванье локализована в обычном пространстве (она имеет максимум в точке, соответствующей узлу решетки r_m , и быстро убывает при возрастании r). И функции Ванье, и функции Блоха представляют собой полные ортонормированные системы функций. Поэтому волновая функция электрона, локализованного на примеси, может быть представлена в виде линейной комбинации либо по функциям Блоха, либо по функциям Ванье:

$$\psi(r) = \sum_{n} \sum_{k} C_n(k)\varphi_n(k, r), \qquad (1.3)$$

$$\psi(r) = \sum_{n} \sum_{m} F_n(r_m) a_n(r - r_m),$$
 (1.4)

где $C_n(k)$ — коэффициенты разложения волновой функции электрона, локализованного на примеси, по функциям Блоха, $F_n(r_m)$ — коэффициенты разложения по функциям Ванье. Функция $F_n(r_m)$ зависит от пространственных координат, $C_n(k)$ — от координат пространства импульсов.

Рассмотрим представление волновой функции электрона в виде разложения по функциям Блоха (1.3). При построении волновой функции мелкой примеси, для которой $E_i \ll E_g$, в разложении можно ограничиться одной ближайшей зоной (для доноров — зоной проводимости, для акцепторов — валентной зоной). При пренебрежении слагаемыми, соответствующими вкладам электронных состояний от других разрешенных зон, ошибка составляет величину порядка $\frac{E_i}{E_g}$. Тогда выражение (1.3) можно представить в виде:

$$\psi(r) = \sum_{k} C_k \varphi(k, r) = \sum_{k} C_k U_k(r) \exp(ikr),$$

где $U_k(r)$ — модулирующий множитель функции Блоха. Если экстремум разрешенной зоны находится в Г-точке, то $U_k(r)$ можно разложить в ряд Тейлора вблизи точки k = 0:

$$U_k(r) = U_k(r)|_{k=0} + \frac{\partial U(r)}{\partial k}k + \dots$$

Чем мельче уровень и чем меньшим количеством членов разложения можно обойтись, тем меньшее число разрешенных состояний принимает участие в формировании примесного уровня. Интервал в k-пространстве, занимаемый этими состояниями, мал. В этом случае функцию $U_k(r)$ можно с хорошей точностью заменить первым членом разложения в ряде Тейлора $U_k(r)|_{k=0}$, принимая, что функция слабо зависит от k. Тогда

$$\psi(r) = U_0(r) \sum_k C_k \exp(ikr), \qquad (1.5)$$

где $U_k(r)|_{k=0} = U_0(r).$

И согласно (1.4) и (1.2) волновую функцию электрона, связанного с примесным уровнем, можно представить в виде:

$$\psi(r) = \sum_{m} F(r_m) \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{k} U_0(r) \exp(ikr) \exp(-ikr_m) =$$
$$= U_0(r) \sum_{m} F(r_m) \delta(r - r_m) = U_0(r) F(r) , \qquad (1.6)$$

где $U_0(r)$ — быстро осциллирующая функция.

Сравнивая (1.6) с выражением (1.5), находим, что

$$F(r) = \sum_{k} C_k \exp(ikr)$$

— это Фурье-образ коэффициентов разложения волновой функции $\psi(r)$ по функциям Блоха. Функцию F(r) называют огибающей функцией. Можно показать, что F(r) является решением уравнения

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla_r^2 + V_0(r)\right\}F(r) = EF(r), \tag{1.7}$$

где m^* — эффективная масса. Эффективная масса позволяет учесть влияние периодического потенциала идеальной кристаллической решетки на движение электрона. Вообще говоря, эффективная масса должна учитывать поляронный эффект, т. е. взаимодействие электрона с продольными оптическими фононами (в типичных полупроводниках поляронный эффект невелик). Таким образом, найдя конкретный вид для огибающей F(r) и ее энергетический спектр, мы можем перейти к волновой функции электрона и определить его энергетический спектр.

Следует отметить, что для акцепторов ситуация является более сложной, так как валентная зона либо вырождена, либо состоит из нескольких близко расположенных подзон. В этом случае при разложении в ряд по функциям Блоха нельзя отказаться от суммирования по индексу n, т. е. надо учитывать состояния нескольких зон.

Энергетические уровни электрона, связанного с примесным центром, определяются относительно экстремумов зоны. Зоны сферические, невырожденные.

Водородоподобное приближение

Для того чтобы решить задачу о стационарных состояниях примесного центра, необходимо задать конкретный вид потенциала. Рассмотрим атом примеси, валентность которого отличается на единицу от валентности атомов кристалла. Примесный центр, создаваемый таким атомом, обладает зарядом e, а потенциал примеси $V_0(r)$ на больших расстояниях от дефекта стремится к кулоновскому:

$$V_0(r) = \frac{e^2}{\varepsilon r}$$

(водородоподобное приближение). Кристалл рассматривается как сплошная среда с диэлектрической проницаемостью ε (в этом случае $r\gg a,$ где r— расстояние между зарядами, a— постоянная решетки). Величина $\varepsilon,$ зависящая от частоты внешнего электромаг-

нитного поля ω , стремится к ε_0 при $\omega \to 0$ (статическая диэлектрическая проницаемость) и к ε_{∞} при $\omega \to \infty$. Для ковалентного (гомеополярного) кристалла $\varepsilon = \varepsilon_{\infty} \cong \varepsilon_0$. Для ионного (полярного) кристалла ε_0 существенно больше ε_{∞} .

При нахождении огибающей функции F(r) подставим в уравнение (1.7) кулоновский потенциал и получим уравнение, аналогичное уравнению движения электрона в атоме водорода с учетом диэлектической проницаемости среды и заменой m_0 (масса электрона в вакууме) на m^* (эффективная масса):

$$\left\{-\frac{\hbar^2}{2m^*}\nabla_r^2 + \frac{e^2}{\varepsilon r}\right\}F(r) = E_n F(r).$$
(1.8)

Здесь E_n — энергии уровней дискретного спектра, отсчитанные от края зоны, которые задаются выражением:

$$E_n = \frac{m^* e^4}{2\hbar \varepsilon^2 n^2} = \left(\frac{m_0 e^4}{2\hbar}\right) \frac{m^*}{m_0} \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{1}{n^2} = \frac{13.6}{\varepsilon^2} \frac{m^*}{m_0} \frac{1}{n^2}, \quad (1.9)$$

где *n* — главное квантовое число.

Энергия связи электрона (дырки) на примеси (т.е. энергия ионизации для основного состояния $E_{n=1}$) равна:

для донора
$$E_D = \frac{13.6}{\varepsilon^2} \left(\frac{m_e}{m_0}\right),$$

для акцептора $E_A = \frac{13.6}{\varepsilon^2} \left(\frac{m_h}{m_0}\right),$ (1.10)

так что соотношение энергий ионизации для доноров и акцепторов будет следующим:

$$\frac{E_D}{E_A} = \frac{m_e}{m_h}.$$
(1.11)

В этом приближении энергия связи не зависит от свойств конкретного химического элемента.

Водородоподобная модель позволяет качественно оценить положения энергетических уровней. Для донорного и акцепторного уровней в кремнии, где $\varepsilon = 12$, $m_e = 0.5m_0$, $m_h = 0.4m_0$, получим следующие величины энергий связи: $E_D = 0.048$ эВ, $E_A = 0.040$ эВ. Видно, что энергия ионизации донора (акцептора) в кремнии много меньше, чем ширина запрещенной зоны ($E_{D,A} \ll E_g$ при

 $E_g \approx 1$ эВ). Для мелких доноров и акцепторов в типичном полупроводнике истинная энергия ионизации, как правило, близка к энергии, рассчитанной на основе водородоподобной модели.

Решением уравнения (1.8) является радиальная часть волновой функции электрона на примесном центре:

$$F(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_B^3}} \exp\left(-\frac{|r-r_0|}{a_B}\right),$$

где r — радиус-вектор, определяющий положение примесного и
она в решетке; a_B — боровский радиус. Если примесь поместить в начало ко
ординат, то

$$F(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_B^3}} \exp\left(-\frac{r}{a_B}\right). \tag{1.12}$$

На рис. 1.1 представлена форма огибающей функции для основного состояния.



Рис. 1.1. Вид огибающей функции для основного состояния

Перейдем к сферическим координатам, в этом случае элементарный объем будет иметь вид, представленный на рис. 1.2, *a*. На рис. 1.2, *б* представлено радиальное распределение плотности вероятности найти электрон на расстоянии (r, r + dr) от ядра: $r^2 F(r)F^*(r)$. Эта функция имеет максимум на расстоянии, равном радиусу Бора. Отсюда следует, что радиус Бора имеет смысл наиболее вероятного расстояния между ионом примеси и электроном, находя-

щимся на нижнем энергетическом уровне примеси. Для водородоподобной модели величина радиуса Бора дается выражением:

$$a_B = \frac{\hbar^2}{m^* e^2} \varepsilon = 0.53 \left(\frac{m_0}{m^*}\right) \varepsilon \, [\mathring{A}]. \tag{1.13}$$

В рамках водородоподобной модели энергетический спектр примеси и локализация электрона в пространстве определяются эффективной массой и диэлектрической проницаемостью полупроводника. В результате параметры модели характеризуют кристаллическую решетку, а не примесный центр. Это является следствием выбора потенциала, описывающего вклад примесного центра во внутрикристаллический потенциал.

Связь между энергией ионизации и радиусом Бора дается выражением:

$$E_i = \frac{e^2}{2\varepsilon a_B} \,. \tag{1.14}$$



Рис. 1.2. Радиальное распределение плотности вероятности местоположения электрона: a — изменение элементарного объема в зависимости от r; δ — радиальное распределение плотности вероятности для основного состояния

Видно, что чем больше радиус Бора, тем меньше энергия ионизации примеси.

Сравним боровские радиусы для электрона, связанного на доноре, в кристаллах кремния и германия:

• кремний: $\varepsilon = 12; m_e/m_0 = 0.5; a_B = 13$ Å $\approx 2.5a_0$, где постоянная решетки $a_0 = 5.4$ Å;

• германий:
$$\varepsilon = 16; m_e/m_0 = 0.2; a_B = 42$$
 Å $\approx 7a_0; a_0 = 5.6$ Å.

Можно предположить, что водородоподобное приближение лучше описывает параметры донорных центров германия.

Спектроскопия примесных переходов (поглощение и люминесценция)

Рассмотрим электронные переходы, характерные для водородоподобной системы. Это переходы между основным и возбужденными дискретными уровнями и переходы, связанные с отрывом электрона от примесного центра (переход электрона в ближайшую разрешенную зону). Для доноров и акцепторов энергии соответствующих фотонов находятся в инфракрасной области спектра. Вероятность перехода из связанного состояния в разрешенную зону определяется как

$$W = \left| \int_{V} \varphi_k^*(r) \hat{V} \psi_{D,A}(r) dr \right|^2 \delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - E_i - \hbar \omega \right),$$

Учебное издание

Учебное пособие

Вадим Фадеевич Агекян, Наталья Романовна Григорьева ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ

Редактор Н. В. Седых Корректор Л. С. Козлова Компьютерная верстка Ю. Ю. Тауриной

Подписано в печать 28.03.2016. Формат 60 × 84¹/₁₆. Усл. печ. л. 9. Тираж 112 экз. (1-й завод). Заказ № 61.

> Издательство СПбГУ. 199004, С.-Петербург, В.О., 6-я линия, 11

> > Тел./факс (812) 328-44-22 E-mail: publishing@spbu.ru publishing.spbu.ru

Типография Издательства СПбГУ. 199061, С.-Петербург, Средний пр., 41

Книги Издательства СПбГУ можно приобрести в Доме университетской книги Менделеевская линия, д. 5 тел.: +7(812) 329 24 71 часы работы 10.00–20.00 пн. — сб., а также в интернет-магазине OZON.ru