

УДК 621.38

PACS: 81.15.Ni

## Электронная томография атомных и молекулярных пучков в молекулярно-лучевой эпитаксии

Н. А. Кульчицкий, А. И. Дирочка

*Представлен конструктивно простой и достаточно универсальный метод определения интенсивностей атомных и молекулярных пучков, основанный на регистрации величины малоуглового рассеяния электронов, возникающих при взаимодействии узкого электронного луча с атомами испаряемого вещества.*

*Ключевые слова:* молекулярно-лучевая эпитаксия, диагностика, рассеяние электронов.

**Ссылка:** Кульчицкий Н. А., Дирочка А. И. // Прикладная физика. 2020. № 4. С. 45.

**Reference:** N. A. Kulchitsky and A. I. Dirochka, Prikl. Fiz., No. 4, 45 (2020).

### Электронная томография потоков частиц

Бурное развитие молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в последние десятилетия привело к появлению, как многообразных технологических установок, так и электронных и оптических средств диагностики растущих слоев, а также атомных и молекулярных потоков. Известные методы контроля атомных и молекулярных пучков в установках МЛЭ – масс-спектрометрический и люминесцентный [1] – предполагают громоздкие датчики, размещение которых возможно только в специальных ростовых камерах.

В настоящей работе описан конструктивно простой и достаточно универсальный метод определения интенсивностей атомных и молекулярных пучков, основанный на регистра-

ции величины рассеяния электронов на малые углы, возникающих при взаимодействии узкого электронного луча с атомами испаряемого вещества [2]. Рассмотрим теоретические предпосылки для диагностики атомного пучка по явлению рассеяния в нем быстрых электронов.

### Малоугловое электронное рассеяние

Неупругое рассеяние электронов обусловлено возбуждением и ионизацией атомов. Если анализировать рассеяние на малые углы, за которые ответственны исключительно процессы возбуждения, то, как будет показано ниже, отношение концентраций атомов в пучках с точностью до коэффициента порядка 1 равно отношению токов рассеянных электронов. Дифференциальное и полное сечение рассеяния вычислено, например, в работе [3]; оно приобретает особенно простой вид в интервале углов

$$E_{on}/E < \Theta < (E_{on}/E)^{1/2};$$

$$d\sigma = 8\pi(e/h\nu)^2 \langle d^2 \rangle d\Theta / d\Theta;$$

$$\sigma = 8\pi(e/h\nu)^2 \langle d^2 \rangle \ln(\Theta_{max}/\Theta_{min}), \quad (1)$$

где  $E_{on}/E$  – отношение характерной энергии атомных переходов энергии электронов луча;  $\Theta_{max}$  и  $\Theta_{min}$  – угловые апертуры поглотителя

Кульчицкий Николай Александрович<sup>1,2</sup>, зам. начальника управления, д.т.н.

Дирочка Александр Иванович<sup>1</sup>, гл. специалист, профессор, д.ф.-м.н.

<sup>1</sup> АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

E-mail: orion@orion-ir.ru

<sup>2</sup> МИРЭА – Российский технологический университет (РТУ МИРЭА).

Россия, 119454, Москва, просп. Вернадского, 78.

Статья поступила в редакцию 17 августа 2020 г.

© Кульчицкий Н. А., Дирочка А.И., 2020

луча и детектора соответственно;  $\langle d_x^2 \rangle$  – усредненный по основному состоянию атома квадрат дипольного момента. Для характерных энергий атомных электронов  $E \sim 10^2$  эВ (для больших  $Z$ ) и электронов пучка  $E \sim 10^4$  эВ диапазоны углов  $\Delta\Theta \sim 10^{-1}$ – $10^{-2}$  рад.

Отсюда видно, что интервал углов, удобных по технологическим и конструктивным соображениям, входит в диапазон допустимых углов. Число событий, регистрируемых детектором в секунду  $w$ , пропорционально концентрации атомов в пучке (что и определяет идею метода):

$$w = INd\sigma / e \quad (2)$$

где  $I$  – ток луча;  $N$  – концентрация атомов;  $d$  – эффективный диаметр пучка. При реальных значениях параметров ( $I = 10^{-5}$  А,  $d = 5$  см,  $\sigma = 10^{-17}$  см,  $N = 10^9$  см<sup>-3</sup>), это соответствует скорости роста порядка 1 монослой/с) –  $w \sim 10^6$  с .

Для сравнения интенсивностей пучков различных компонентов необходимо знать, как соотносятся сечения рассеяния на соответствующих атомах. Такую калибровку для элементов с коэффициентом конденсации равным единице, можно провести, сравнивая количество вещества, осажденное на подложке с полным числом зарегистрированных за время осаждения событий. Для элементов со средними и большими значениями  $Z$  ( $Z$  – атомный номер) сечения можно вычислить в явном виде, используя при усреднении  $d_x^2$  в (1) распределение электронной плотности, найденное по методу Томаса-Ферми. Простой расчет показывает, что сечение имеет вид:

$$\sigma = 8\pi(e/hv)^2 kZ^{1/3} (ea)^2 \ln(\Theta_{\max} / \Theta_{\min}), \quad (3)$$

где  $k$  – безразмерный коэффициент порядка единицы, не зависящий от сорта атома;  $a$  – борковский радиус. Отношение сигналов от пучков с концентрациями  $N_1$  и  $N_2$ , следовательно, таково:

$$w_1 / w_2 = (Z_1 / Z_2)^{1/6} (N_1 / N_2). \quad (4)$$

Последнее выражение, по-видимому, наиболее точно для элементов одной группы.

В случае индия и галлия, например, получим  $w_{\text{In}}/w_{\text{Ga}} = 1,165 N_{\text{In}}/N_{\text{Ga}}$ . Чтобы задать желаемое соотношение концентраций вещества в пленке  $n_1/n_2$ , необходимо сделать поправку на различные скорости атомов в потоках:

$$w_1 / w_2 = (Z_1 / Z_2)^{1/6} (T_1 / T_2)(n_1 / n_2), \quad (5)$$

где  $T_1$  и  $T_2$  – температуры испарителей (принято, что коэффициенты конденсации равны единице).

Из полученного выражения видно, что как расчетные погрешности, связанные с использованием приближенной функции распределения электронной плотности в атомах, так и возможные неточности в определении температуры источников потоков слабо сказываются на определяемом отношении концентраций атомов в пленке; это обстоятельство делает предлагаемый метод диагностики технологически удобным.

## Люминесценция

Было бы логичным использовать хорошо разработанные экспериментальные методики измерения вероятностей переходов между уровнями энергии в атоме по излучению соответствующей спектральной линии для целей диагностики интенсивностей молекулярных пучков в установках МЛЭ. Действительно, интенсивность спектральной линии при неизменных условиях возбуждения пропорциональна произведению вероятности перехода на концентрацию атомов в данном элементе объема. Оптические спектры атомов интенсивно исследуются, и к настоящему времени существует обширная справочная литература, где указаны силы осцилляторов  $f_{ik}$  переходов в видимой и ближней ультрафиолетовой части спектров [4]. Мы рассматриваем данную область спектра в связи с ограничениями, которые накладываются спектральной чувствительностью фотокатода фотоэлектронного умножителя. Однако условия регистрации интенсивности излучения спектральной линии в установках МЛЭ довольно сильно отличаются от существующих, например, в специализированных установках со скрещенными пучками [5]. Поэтому представляется весьма суще-

ственной оценка числа регистрируемых фотоэлектронов при типичных для установок МЛЭ концентрациях атомов в потоках, параметрах электронного пучка и телесного угла обзора ФЭУ. В таблице сведены результаты расчетов ожидаемого фотоотклика  $N$  с использованием табличных сил осцилляторов для следующих элементов – In, Ga, Al, Hg, Cs, Cd при концентрации атомов  $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$  в предположении отсутствия самопоглощения (или ресорбции) для типичных параметров МЛЭ. Число квантов в секунду из небольшого объема  $\emptyset 0,1 \times 1 \text{ (см}^3\text{)}$  молекулярного пучка с концентрацией  $n \text{ (см}^{-3}\text{)}$ , регистрируемых ФЭУ на расстоянии 0,5 м есть

$$N = 3 \times 10^{-7} (I/e) n \sigma_e, \quad (6)$$

где  $I$  – ток пучка электронной пушки; численный коэффициент есть геометрический фактор сбора света, включающий диаметр фотокатода, его эффективность, телесный угол обзора;  $\sigma_e$  – сечение возбуждения атома.

Сечение возбуждения атома быстрыми электронами выражается через дипольный момент перехода  $d_{ik}$ , скорость электронов  $v$  [3]

$$\sigma_e = 8\pi (e/hv)^2 |d_{ik}|^2 \ln(vh/e^2). \quad (7)$$

Соответствующий дипольный момент

$$d_{ik} = 3he(2J_1 + 1) f_{ik} / 4\pi m_o v_{ik}. \quad (8)$$

При расчете учитывалось время жизни  $\tau_{ik}$  перехода, если существовали конкурирующие каналы рекомбинации возбужденного состояния

$$1/\tau_{ik} = 8\pi^2 e^2 v_{ik}^2 f_{ik} g_i / m_o c^3 g_k$$

где  $v_{ik}$  – частота линии;  $g_i, g_k$  статистические веса уровней.

Возбуждение атомов быстрыми электронами явление не резонансное и следует учитывать, что заселение, например,  $6^2 S_{1/2}$  уровня индия для перехода  $5^2 P_{3/2} - 6^2 S_{1/2}$  ( $\lambda = 451 \text{ нм}$ ) происходит преимущественно из основного состояния  $5^2 P_{1/2}$  и в выражение (7) следует подставить соответствующий дипольный мо-

мент, так как при температурах  $\sim 10^3 \text{ К}$  атомов в состоянии  $5^2 P_{3/2}$  примерно на порядок меньше, чем в основном.

Расчет величины фотоотклика с использованием дипольных моментов (8) является по сути оценкой снизу, так как не учитываются дополнительные каналы возбуждения, например, из внутренних оболочек и квадрупольные переходы.

Как видно из таблицы, у всех элементов существует спектральная линия с интенсивностью достаточной для измерения плотности потока  $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$  с эффективностью  $\sim 10^3$  фотоотсчетов/с. Это означает возможность за 1 сек измерить скорость роста пленки 0,1 нм/с с точностью  $\sim 3\%$ . Увеличением времени измерения, а это вполне возможно при длительных процессах эпитаксии, достигается более высокая точность.

Как уже упоминалось, оценка проводилась в предположении отсутствия самопоглощения. Заметим, что в данном случае традиционный термин самопоглощение не отражает существа дела. Атом пучка, поглотивший фотон в отсутствие столкновений, не имеет каналов безизлучательной рекомбинации и фотон будет испущен им только в ином направлении. Поэтому здесь скорее подходит термин саморассеяние, хотя для наблюдателя, регистрирующего фотон только в определенном малом телесном угле и при не очень малой длине поглощения эффект рассеяния эквивалентен поглощению. Поэтому в дальнейшем везде, где это не является принципиальным, мы оставляем термин самопоглощение. Следует ожидать, что эффект самопоглощения для атомарных пучков гораздо сильнее выражен, чем для газа той же концентрации. Рассмотрим однородный, без столкновений поток атомов. Легко заметить, что в направлении, перпендикулярном направлению потока отсутствуют доплеровский сдвиг, для всех других направлений профиль доплеровской линии поглощения зависит от угла. В обычных установках МЛЭ большинство источников атомарных потоков установлено так, что ось регистрации составляет угол  $\sim 15^\circ$  (испарители наклонены) с перпендикулярным потоку направлением. Далее мы рассмотрим самопоглощение для таких условий регистрации.

Таблица

Параметры люминесцентной диагностики ( $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$ )

Элемент	$\lambda$ , нм	$f$	$\tau$ , нс	$d^2 \times 10^{54}$ (кл см) <sup>2</sup>	$\sigma_e \times 10^{17}$ , см <sup>2</sup>	$\kappa^{-1}$ , см	$N$ , с <sup>-1</sup>
Ga	403,3	0,13	18,7	1,24	6	72	$10^3$
	417,2	0,14	9,3	1,38	6,8	420	$10^3$
	287,4	0,32	7,7	2,17	10	86	$10^3$
	294,4	0,038	34,2	0,26	1,27	347	$10^3$
In	410,2	0,14	18	1,4	6,8	63	$10^3$
	451,1	0,16	9,5	1,8	8,2	1526	$10^3$
	303,9	0,36	7,6	2,6	12,6	48	$10^3$
	325,9	0,37	6,45	2,8	13,6	84	$10^3$
Al	396,2	0,15	8	1,4	6,7	134	$10^3$
	394,5	0,15	16	1,4	6,7	2,72	$10^3$
	309,3	0,23	7,2	1,7	8,2	219	$10^3$
	308,2	0,22	1,3	1,6	7,7	230	$10^3$
Cd	326	0,00018	2300	140	0,067	11340	10
	228,8	1,2	2	6,5	31,2	24	$10^4$
Cs	852	0,8	27	16	77	7	$10^4$
	894	0,4	30	8,4	40	11	$10^4$
Hg*	253,7	0,03	960	180	0,086	3,9	$10^3$

\*  $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  для Hg.

## Самопоглощение в наклонном потоке

Определим вероятность поглощения света на единицу длины в однородном потоке, атомы которого движутся под углом  $90^\circ + \alpha$  к направлению распространения света. Нас будет интересовать коэффициент поглощения света  $k$  на частоте излучения фракции атомов с наиболее вероятной скоростью. При определенных условиях регистрации света, указанный коэффициент дает представление об интенсивности самопоглощения в атомарном пучке реальной установки МЛЭ. Для этого необходимо, чтобы расходимость пучка в области, дающей основной вклад в поглощение, не превышала  $d$ .

Классический профиль доплеровской линии поглощения в газе в данном случае не пригоден, во-первых, из-за направленного движения атомов, во-вторых, из-за немаксвелловского распределения атомов по скоростям. Вычисления проводились в предположении, что естественная ширина линии существенно уже доплеровской, так что линия может считаться  $\delta$ -образной. При этом окончательное выражение заведомо непригодно при малых углах, когда доплеровские эффекты не суще-

ственны и самопоглощение определяется естественной шириной спектральной линии.

Сечение резонансного рассеяния (ре-сорбции) фотона свободным атомом имеет вид (см. формулу 64.7 [6]):

$$\sigma_w = \frac{2J_2 + 1}{2(J_1 + 1)} \lambda^2 \frac{\Gamma_{12}^2}{2\Gamma} \left[ \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_{12}) + \Gamma/4} \right] = \quad (9)$$

$$= \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma \left[ \frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_{12})^2 + \Gamma/4} \right],$$

где  $J_1, J_2$  – полные моменты атома в начальном и конечном состояниях;  $\omega_{12}$  – круговая частота перехода;  $\lambda$  – соответствующая длина волны;  $\Gamma$  – полная ширина верхнего уровня (здесь учитывается, что состояние может распадаться несколькими способами);  $\sigma_0$  – сечение в центре линии ( $\omega = \omega_0$ ),

$$\sigma_0 = \frac{(2J_2 + 1)\lambda^2}{2(J_1 + 1)\pi} \left( \frac{\Gamma_{12}}{\Gamma} \right)^2. \quad (10)$$

Для атома, движущегося со скоростью  $v$ , резонансная частота смещения на величину  $\Delta\omega = \omega_{12} v \sin \alpha / c$ , следовательно, вместо (9) получим

$$\sigma_{\nu, \nu} = \frac{\pi}{2} \sigma_o \Gamma \left[ \frac{\Gamma / 2\pi}{(\omega - \omega_{12} - \omega \nu \sin \alpha / c)^2 + \Gamma^2 / 4} \right]. \quad (11)$$

Выражение для  $\kappa_\omega$  имеет вид

$$\kappa_\omega = \int_v \sigma_{\nu, \nu} dn(\nu) \quad (12)$$

где  $n(\nu)$  – концентрация атомов в потоке со скоростями не превосходящими  $\nu$ . Для оценок можно использовать следующее распределение (см. [7] с. 31)

$$dn = n_o 2\beta^2 \exp(-\beta \nu^2) \nu^3 d\nu \quad (13)$$

где  $n_o$  – полная концентрация атомов в потоке;  $\beta = M/2kT$  ( $M$  – масса атома,  $T$  – температура источника).

Каждой скорости  $\nu$  соответствует определенное положение линии поглощения на шкале частот с максимумом  $\omega_m = \omega_{12} (1 + \nu / c \sin \alpha)$ , поэтому распределение (13) может быть представлено как распределение по частотам  $\omega_m$ :

$$dn = 2n_o \beta^2 c^4 (\omega_m / \omega_{12} - 1)^3 \frac{1}{\sin^4 \alpha} \times \exp \left[ -\frac{\beta c^2}{\sin^4 \alpha} (\omega_m / \omega_{12} - 1)^2 \right] \frac{d\omega_m}{\omega_{12}}. \quad (14)$$

Тогда переходя в (12) к интегрированию по частотам, получим

$$d\kappa_\omega = \frac{\pi}{2} \sigma_o \Gamma \left[ \frac{\Gamma / 2\pi}{(\omega - \omega_o)^2 + \Gamma^2 / 4} \right] \times \frac{2n_o \beta^2 c^4}{\sin^4 \alpha} (\omega_m / \omega_{12} - 1)^3 \times \exp \left[ -\frac{\beta c^2}{\sin^2 \alpha} (\omega_m / \omega_{12} - 1)^2 \right] \frac{d\omega_m}{\omega_{12}}. \quad (15)$$

Первый множитель в квадратных скобках при  $\Gamma \rightarrow 0$  стремится к  $\delta(\omega - \omega_m)$ , чем мы и воспользовались, учитывая малость  $\Gamma$  по сравнению с характерной шириной доплеровского уширения  $\sin \alpha \omega_{12} / \sqrt{\beta}$  с (что вы-

полняется, как было отмечено выше при не слишком малых  $\alpha$ ). Итак, для  $\kappa_\omega$  получим

$$\kappa_\omega = \pi \sigma_o n_o \frac{\Gamma \beta^2 c^4}{\omega_{12} \sin^4 \alpha} (\omega / \omega_{12} - 1)^3 \times \exp \left( -\frac{\beta c^2}{\sin^2 \alpha} (\omega / \omega_{12} - 1)^2 \right). \quad (16)$$

Для определения характерной величины рассеяния можно было бы усреднить (16) по распределению (14). Вместо этого мы найдем наиболее вероятное значение  $\kappa$ , определив интенсивность рассеяния на частоте, соответствующей центру линии излучения фракции атомов с наиболее вероятной скоростью  $\nu$ , соответствующей максимуму распределения

$$\nu = (\sqrt{3} / 2) / \sqrt{\beta}. \quad (17)$$

Центр линии испускания для атомов, движущихся со скоростью  $\nu$ , лежит на частоте  $\omega = \omega_{12} (1 + \sqrt{3} / 2 \sin \alpha / c \sqrt{\beta})$ . Подставляя в (15), окончательно найдем

$$\kappa = \pi (3/2)^{3/2} e^{-3/2} \sigma_o n_o \Gamma c \sqrt{\beta} / \omega_{12} \sin \alpha \quad (18)$$

либо, учитывая, что  $\Gamma/2 = \sum 1/\tau_{2k}$ ,  $\omega = 2\pi\nu_{12}$ , получим эквивалентное выражение ( $\tau_{2k}$  – парциальное время жизни уровня 2 по отношению к уровню  $k$ )

$$\kappa = (3/2)^{3/2} e^{-3/2} \sigma_o n_o \left( \nu_{12}^{-1} \sum_k 1/\tau_{2k} \right) \times c \sqrt{\beta} / \sin \alpha. \quad (19)$$

Для того чтобы сохранялась линейность сигнала  $N$  от концентрации  $n_o$ , длина пути фотона в молекулярном пучке должна быть гораздо меньше длины поглощения на длине волны выбранной спектральной линии. Для типичных установок МЛЭ, свет проходит в атомарном пучке до входа в систему регистрации путь длиной от 6 см. В таблице представлена длина поглощения  $I_{h\nu}$ , вычисленная как величина обратная выражению (19) при концентрации атомов в потоке  $n = 10^9 \text{ см}^{-3}$  для скорости роста пленки  $\sim 0,1 \text{ нм/с}$ .

Проведенный в соответствии с вышесказанным анализ величины  $I_{hv}$  показывает, что, например, для диагностики потока Ga (синтез GaAs) следует использовать спектральную линию 417,2 нм ( $P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$ ) длина поглощения 420 см, а при диагностике потоков щелочных металлов следует либо менять геометрию регистрации, либо работать в области меньших на порядок плотностей  $n_o$ . Таким образом, величины  $N$  и  $I_{hv}$  задают для данного элемента границы применимости люминесцентного метода с одной стороны по величине сигнала, а с другой по линейности  $N = f(n_o)$ . Отметим, что для разных спектральных линий длина поглощения различна и этот факт может быть использован для определения  $n_o$  без проведения предварительной калибровки.

### Заключение

Описанный метод определения интенсивностей атомных и молекулярных пучков, основанный на регистрации величины рассеяния электронов на малые углы, возникающих при взаимодействии узкого электронного луча с атомами испаряемого вещества может быть

использован в управлении процессов роста в реальном времени. Вариант практической реализации методики будет описан далее, а также показано, что при определенных условиях данный метод позволяет определять концентрации и температуры атомов в потоке на основе эффекта самопоглощения.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Schlereth F. H., Cogol D. H., Holkeboer C. A., Lighther M. J. // Proc. 7-th Int. Vac. Cong. (Vienna. 1977). P. 2205.
2. Баланюк В. В., Краснов В. Ф., Кульчицкий Н. А., Мушер С. Л. и др. // Материалы 1 Всесоюзной конференции «Физические основы твердотельной электроники». – Л., 1989. Т. В. С. 109–110.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. – М.: Наука, 1976.
4. Зайдель А. Н., Прокофьев К. А., Райский С. М., Шрейдер Е. А. Таблицы спектральных линий. – М., 1974.
5. Запесочный А. И., Алексахин И. С., Запесочный И. П., Зацаринный О. И. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. Вып. 6. С. 1972.
6. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория. – М.: Наука, 1968.
7. Бурнштейн А. И. Молекулярная физика. – Новосибирск: НГУ, 1968.

PACS: 81.15.Hi

## Electron tomography of atomic and molecular beams in molecular beam epitaxy

*N. A. Kulchitsky<sup>1,2</sup> and A. I. Dirochka<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> Orion R&P Association, JSC  
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

<sup>2</sup> MIREA – Russian Technological University (RTU MIREA)  
78 Vernardsky Ave., Moscow, 119454, Russia

*Received August 17, 2020*

***Rapid development of molecular beam epitaxy (MBE) in recent decades has led to the emergence of a variety of technological installations, as well as electronic and optical diagnostics of growing layers, as well as atomic and molecular beams. Known methods for monitoring atomic and molecular beams in MBE installations-mass spectrometric and luminescent – involve bulky sensors, which can only be placed in special growth chambers.***

***This paper describes a structurally simple and fairly universal method for determining the intensities of atomic and molecular beams, based on registering the amount of electron scatter-***

*ing at small angles that occur when a narrow electron beam interacts with the atoms of a vaporized substance. We consider the theoretical prerequisites for the diagnosis of an atomic beam by the phenomenon of scattering of fast electrons in it.*

*Keywords:* molecular beam epitaxy, diagnosis, electron scattering.

## REFERENCES

1. F. H. Schlereth, D. H. Cogol, C. A. Holkeboer, and M. J. Lighther. in *Proc. 7-th Int. Vac. Cong.* (Vienna, 1977), p. 2205.
2. V. V. Balanyuk, V. F. Krasnov, N. A. Kulchitskiy, and S. L. Musher. in *Materialy I Vsesoyuznoy konferentsii. "Fizicheskiye osnovy tverdotelnoy elektroniki"* (Leningrad, 1989), **B**, pp. 109–110.
3. L. D. Landau and E. M. Lifshic, *Kvantovaya mekhanika* (Nauka, Moscow, 1976).
4. A. N. Zajdel', K. A. Prokofev, S. M. Rajsckij, and E. A. Shrejder, *Tablicy spektral'nyh linij* (Moscow, 1974).
5. A. I. Zapesochnyj, I. S. Aleksahin, I. P. Zapesochnyj, and O. I. Zacarinnij, *ZHETF* **90**, 1972 (1986).
6. V. B. Beresteckij, E. M. Lifshic, and L. P. Pitaevskij, *Relyativistskaya kvantovaya teoriya* (Nauka, Moscow, 1968).
7. A. I. Burnshtejn, *Molekulyarnaya fizika* (NGU, Novosibirsk, 1968).