ΥCΠΕΧΗ ΦΗ3ΗΨΕCΚΗΧ ΗΑΥΚ

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук "Комнатная сверхпроводимость"

(4 октября 2007 г.)

PACS numbers: 01.10.Fv, 74.20.-z, 74.72.-h

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200802e.0175

4 октября 2007 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук "Комнатная сверхпроводимость". На сессии были заслушаны доклады:

1. Максимов Е.Г. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). Комнатная сверхпроводимость миф или реальность?

2. Божович И. (Воžоvić I.) (Brookhaven National Laboratory, США). Эксперименты с атомарно гладкими тонкими пленками сверхпроводящих купратов: сильное электрон-фононное взаимодействие и другие сюрпризы.

3. Антипов Е.В., Абакумов А.М. (Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, химический факультет, Москва). Структурный дизайн сверхпроводников на основе сложных оксидов меди.

4. Копаев Ю.В., Белявский В.И., Капаев В.В. (Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва). С купратным багажом к комнатнотемпературной сверхпроводимости.

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: **74.20.**–**z**, **74.72.**–**h** DOI: 10.3367/UFNr.0178.200802f.0175

Комнатная сверхпроводимость — миф или реальность?

Е.Г. Максимов

Можно считать, что проблема высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) появилась со времени опубликования пионерских работ В.Л. Гинзбурга [1] и В. Литтла [2] о возможности существования нефононных механизмов сверхпроводимости за счет взаимодействия электронов с электронными же возбуждениями (экситонами). Энергия этих возбуждений гораздо больше энергии фононов, и соответственно возможно существование гораздо более высоких значений критической температуры сверхпроводящего перехода. Эти работы, несомненно, вызвали интерес у исследователей занимавшихся физикой сверхпроводимости, но нельзя

сказать, что они привели к серьезному буму в исследовании проблемы ВТСП. Более того, предложения Гинзбурга и Литтла вызвали у ряда известных ученых не только скептическое отношение, но и привели к публикациям, принадлежащим некоторым из них (см., например, работу [3]), в которых утверждалось, что в принципе невозможно достижение высоких значений T_c при любых механизмах сверхпроводимости. Это утверждение, в свою очередь, вытекало из неравенства для статической диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\mathbf{q}, 0) > 0$, которое в работе [3] рассматривалось как критерий устойчивости системы. Уже давно Киржницем [4] строго доказано, что условие $\varepsilon(\mathbf{q}, 0) > 0$ не является критерием устойчивости системы относительно возникновения в ней волн зарядовой плотности. Соответствующим условием является неравенство $1/\epsilon(\mathbf{q}, 0) < 1$, из которого следует, что в устойчивой системе возможны значения $\varepsilon(\mathbf{q}, 0) > 1$ или $\varepsilon(\mathbf{q}, 0) < 0$. Тем не менее недавно была опубликована работа [5], в которой еще раз повторены ошибочные аргументы о возможной природе высокотемпературной сверхпроводимости, связанные с неравенством $\varepsilon(\mathbf{q}, 0) > 0$. В докладе, представленном на сессии, этот вопрос обсуждался подробно, но здесь мы на нем останавливаться не будем, поскольку совсем недавно в УФН была опубликована наша соответствующая работа [6].

Вообще говоря, возникновение проблемы высокотемпературной сверхпроводимости можно было бы датировать даже не 1964-м годом, а 1946-м. В этом году была опубликована работа Р. Огга из Стэнфордского университета [7], в которой утверждалось, что ее автор наблюдал явление сверхпроводимости при температуре $T_{\rm c} \approx -90\,^{\circ}{\rm C}$. Трудно удержаться и не воспроизвести здесь заглавие этой работы: "Бозе-эйнштейновская конденсация захваченных электронных пар. Фазовое расслоение и сверхпроводимость в металл-аммиачных растворах". Если заменить последние слова в этом заглавии, например, выражениями "в сверхпроводящих купратах" или " в высокотемпературных сверхпроводниках", то оно ничем не выделялось бы из множества публикаций последних лет по проблеме ВТСП. Согласно существующей среди физического сообщества легенде, работы Огга не только не получили какой-либо поддержки со стороны большинства коллег, но вызвали, скорее, полное неприятие. Степень этого неприятия была такова, что согласно той же легенде Огг покончил с собой. Как это более или менее понятно сейчас, Огг, по-видимому, наблюдал переход металл-аммиачного раствора при затвердевании не в сверхпроводящее состояние, а в металлическое с падением электросопротивления на несколько порядков. Важнее другое: в 1946 г., задолго до появления работы Бардина – Купера – Шриффера [8] и работ группы Шафрота [9] об образовании реальных электронных пар и их последующей бозе-конденсации, Огг предложил вполне правдоподобное объяснение возможности существования сверхпроводимости в металлических системах.

Реальный бум в проблеме высокотемпературной сверхпроводимости начался с публикации Беднорца и Мюллера [10] о наблюдении сверхпроводимости в соединениях $La_{1-x}Ba_xCuO_4$ при температуре $T_c \approx 30$ К. Подробное обсуждение последствий этого бума для исследования проблемы ВТСП не входит в задачи данного сообщения. Оно содержится, например, в обзоре автора [11]. Здесь мы остановимся лишь на некоторых выводах, которые важны для обсуждения проблемы комнатной сверхпроводимости. Во-первых, это касается природы сверхпроводящего состояния в купратах. Как хорошо известно, в большинстве металлов переход в сверхпроводящее состояние хорошо объясняется в рамках модели Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) [8]. Это означает, что электроны вблизи поверхности Ферми благодаря притяжению между ними связываются в куперовские пары, которые образуют нечто похожее на бозевскую конденсацию. После открытия сверхпроводящих купратов с температурой перехода, достигающей значения $T_{\rm c} \approx 160$ K, был предложен ряд сценариев, в которых сверхпроводящее состояние возникает не вследствие образования куперовских пар, а за счет других механизмов различного типа. Мы здесь не будем их обсуждать, хотя бы по той причине, что сейчас уже стало совершенно ясно, что в основе сверхпроводимости в купратах находится то же самое явление возникновения куперовских пар. Наиболее наглядно это было продемонстрировано в опытах по фотоэмиссии с угловым разрешением [12]. В экспериментах [12] было доказано, что электронные возбуждения в сверхпроводящем состоянии этих систем представляют собой так называемые боголюбовские квазичастицы, т.е. когерентную смесь электронов и дырок, что собственно и следует из модели БКШ. Конечно, сверхпроводимость в ВТСПкупратах не описывается простой моделью БКШ, в которой имеются хорошо определенные электронные квазичастичные возбуждения, слабо взаимодействующие между собой. В сверхпроводящих купратах существует система сильно взаимодействующих электронов, у которых имеется затухание. Волновая функция электронных пар анизотропна, в отличие от волновой функции простой модели БКШ, в которой существует изотропное s-спаривание. Все эти различия должны приниматься во внимание при расчете или даже при оценках величины $T_{\rm c}$, но они не принципиальны для целей нашего доклада.

Единственный вопрос, который крайне актуален и для проблемы сверхпроводимости в купратах, и при обсуждении возможности достижения комнатной сверхпроводимости, — это природа взаимодействия, приводящего к спариванию электронов в куперовские пары. Грубо говоря, существуют лишь две возможности. Во-

первых, это взаимодействия, хорошо известные с давних пор, а именно, электрон-фононное и электрон-экситонное. Другая возможность — это магнитные взаимодействия между электронами. Подобного рода взаимодействия приводят, например, к различным магнитоупорядоченным состояниям. Критические температуры магнитных переходов могут быть весьма высокими, во многих случаях они заведомо превышают как температуру сверхпроводящего перехода T_c в купратах, так и комнатную температуру. При обсуждении возможностей достижения высоких Т_с для сверхпроводящего перехода за счет магнитных взаимодействий необходимо помнить о следующем. Критическая температура магнитного перехода T_M непосредственно зависит от константы межэлектронного обменного взаимодействия Ј как

$$T_{\rm M} \approx J$$
. (1)

Однако температура сверхпроводящего перехода зависит не от J непосредственно, а от безразмерной константы g = N(0) J, где N(0) — плотность состояний электронов на поверхности Ферми. Соответствующая зависимость имеет вид

$$\Gamma_{\rm c} = \varepsilon_{\rm F} \exp\left(-\frac{1}{N(0)J}\right),\tag{2}$$

здесь
 $\epsilon_{\rm F}$ — энергия Ферми.

В модели Хаббарда, часто используемой для описания систем с сильными обменно-корреляционными эффектами, обменная константа может быть представлена в виде

$$J = t \frac{t}{U}, \tag{3}$$

где *t* — интеграл перекрытия, *U* — кулоновское отталкивание на одном узле. По оценкам, проведенным для соединения La₂CuO₄, которое является диэлектриком и антиферромагнетиком в недопированном состоянии, обменная константа в нем составляет величину $J \approx 0,1$ эВ ≈ 1000 К. Неудивительно, что при этом температура антиферромагнитного перехода в нем относительно высока: $T_{\rm M} \approx 230$ К. Безразмерная константа связи g может быть записана в этой модели как

$$g = N(0) t \frac{t}{U} \approx \frac{t}{ZU}, \qquad (4)$$

где Z — число ближайших соседей. В этом случае g имеет величину порядка 0,1 и при любой разумной величине предэкспоненты в формуле (2) ($\varepsilon_{\rm F} \sim t$) результирующее значение $T_{\rm c}$ будет существенно ниже 100 К и тем более комнатных температур. Поэтому далее мы ограничимся обсуждением возможностей получения комнатной сверхпроводимости в рамках стандартного электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) и модели БКШ. Как написал когда-то К.А. Кикоин:

Покуда сердце бьется,
Пока горит душа —
Россия обойдется
Моделью БКШ!

Максимальное на сегодня значение T_c , существующее в системе с точно установленным электрон-фононным механизмом сверхпроводимости, наблюдается в соединении MgB₂ и составляет ≈ 40 К. Спрашивается, можно ли увеличить это значение T_c , оставаясь целиком в рамках электрон-фононного механизма? Современная теория твердого тела в состоянии дать ответ на этот вопрос, используя строгий количественный анализ эффектов электрон-фононного взаимодействия в металлах. Для этой цели может быть применен метод функционала электронной плотности, позволяющий вычислить электронные и фононные спектры металла и матричные элементы электрон-фононного взаимодействия. Детали соответствующих расчетов описаны, например, в наших обзорах, опубликованных в $V\Phi H$ [13, 14].

Критическая температура сверхпроводящего перехода в системах с электрон-фононным взаимодействием может быть записана в виде

$$T_{\rm c} = \frac{\omega_{\rm ln}}{1.4} \exp\left(\frac{1+\lambda}{\lambda-\mu^*}\right). \tag{5}$$

Здесь μ^* — кулоновский псевдопотенциал, описывающий вклад в сверхпроводимость кулоновского взаимодействия. В большинстве стандартных металлов этот вклад весьма мал, $\mu^* \approx 0,1$, и при рассмотрении вопроса высокотемпературной сверхпроводимости, обусловленной ЭФВ, им можно пренебречь. Константа электронфононной связи λ и предэкспонента $\omega_{\rm ln}$ выражаются с помощью функции Элиашберга $\alpha^2(\omega) F(\omega)$:

$$\lambda = 2 \int_0^\infty \frac{\alpha^2(\omega) F(\omega)}{\omega} \, \mathrm{d}\omega \,, \tag{6}$$

И

$$\omega_{\ln} = \frac{2}{\lambda} \int_0^\infty \alpha^2(\omega) F(\omega) \ln(\omega) \,\mathrm{d}\omega \,. \tag{7}$$

В свою очередь функция Элиашберга может быть представлена в виде

$$\alpha^{2}(\omega) F(\omega) = \frac{1}{N(0)} \sum_{k,q,i} \frac{|g_{k,k+q}^{\lambda,i}|^{2}}{\omega_{q\lambda}M_{i}} \delta(\varepsilon_{k} - \varepsilon_{\mathrm{F}}) \times \delta(\varepsilon_{k+q} - \varepsilon_{\mathrm{F}}) \delta(\omega - \omega_{q\lambda}), \qquad (8)$$

где $g_{k,k+q}^{\lambda,i}$ — матричный элемент ЭФВ, λ — индекс фононной моды, i — номер атома в элементарной ячейке. Все величины, входящие в выражение для $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ вычисляются в методе функционала плотности и, следовательно, T_c может быть легко рассчитана фактически без использования каких-либо подгоночных параметров.

В качестве одного из примеров соответствующего анализа я хочу указать на нашу работу с Д. Саврасовым [15] по расчету свойств металлического водорода при высоких давлениях. На рисунке 1 показаны результаты расчета фононных частот в гранецентрированной кубической (ГЦК) структуре для давлений $p \approx 20$ Мбар. Видно, что энергия поперечной акустической моды существенно меньше, чем продольной. В этом смысле поперечная мода является весьма "мягкой". Важность существования мягких мод для получения высоких значений T_c многократно обсуждалась в работах по физике сверхпроводимости. Это обстоятельство можно



Рис. 1. Расчетные фононные частоты металлического водорода в Γ ЦК-структуре для $r_{\rm s} = 1$.

понять и из рис. 2, на котором изображена спектральная плотность электрон-фононного взаимодействия (функция Элиашберга). Из рисунка видно, что интенсивность функции Элиашберга при энергиях, отвечающих поперечной моде (1000 – 2000 K), существенно больше, чем в области энергий продольной моды (6000 K). Ранее вывод о важности "мягких" мод для высоких значений T_c делался на основе формулы для константы электронфононной связи λ , записанной в виде

$$\lambda = \frac{N(0)\langle I^2 \rangle}{M\langle \omega^2 \rangle} \,. \tag{9}$$

Отсюда следует, что λ возрастает с уменьшением $\langle \omega^2 \rangle$, т.е. в случае мягких фононных мод. Следует учесть, что поперечная мода является "мягкой" лишь в условном смысле, поскольку она мала по сравнению с продольной модой, но ее абсолютные значения (~ 1000–2000 К) вовсе не малы по сравнению с комнатными температурами. Наши расчеты для металлического водорода с непосредственным использованием формул (5)–(7) дают значение $\lambda = 6,1$ и соответственно $T_c = 600$ К, что значительно превышает любые комнатные температуры [15]. Конечно, сверхпроводимость металлического водо-



Рис. 2. Вычисленная спектральная плотность электрон-фононного взаимодействия для металлического водорода в ГЦК-структуре при $r_{\rm s} = 1$.

Недавно был проведен подробный анализ [16] возможностей электрон-фононного взаимодействия для значительного повышения T_c в таких системах, как MgB2 и алмаз, допированный бором. Результаты анализа для MgB2 показали, что электроны в этом соединении сильно взаимодействуют лишь с двумя фононными модами (изгибные моды с $\omega_a \approx 20-25$ мэВ) из 9 мод, существующих в этом соединении. Более того, это взаимодействие ограниченно малыми значениями волновых векторов q (12 % от всей зоны Бриллюэна). Тем не менее для $MgB_2 T_c = 40 K!$ Спрашивается, каких значений могла бы достичь T_c, если бы взаимодействие электронов со всеми модами было сильным? В этом случае константа ЭФВ могла бы иметь значение $\lambda = 22,5$. В пределе больших значений λ величину $T_{\rm c}$ можно записать в виде

$$T_{\rm c} = 0.18\sqrt{\lambda\langle\omega^2\rangle} = 0.18 \int_0^\infty \,\omega\alpha^2(\omega) \,F(\omega) \,\mathrm{d}\omega\,. \tag{10}$$

Как показано в работе [16], при $\lambda = 22,5$ температура T_c достигла бы значений порядка 300–430 К! Выражение для величины $\lambda \langle \omega^2 \rangle$ можно переписать в виде

$$\lambda \langle \omega^2 \rangle = \sum_i \frac{N_i(0) \langle I_i^2 \rangle}{M_i} , \qquad (11)$$

где $\langle I_i^2 \rangle$ — матричный элемент ЭФВ на поверхности Ферми:

$$\langle I_i^2 \rangle = \sum_{n,k} \left| \left\langle nk \right| \frac{\partial V_{ie}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)}{\partial \mathbf{R}_i} \left| nk \right\rangle \right|^2 \delta(\varepsilon_k - \varepsilon_F) \,. \tag{12}$$

Здесь $V_{ie}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i)$ — самосогласованный ионный потенциал. В этой же работе [16] было показано, что ситуации со сверхпроводимостью в MgB₂ и в алмазе, допированном бором, имеют много общего. В обеих системах существуют сильные ковалентные связи, которые приводят к большим значениям $\langle I_i^2 \rangle$; кроме того, малые значения ионных масс в этих системах также способствуют увеличению константы связи λ . Имеется и существенное различие, обусловленное тем, что электронная система в MgB₂ является двумерной, а в алмазе, допированном бором, — трехмерной. Это приводит к малости электронной плотности состояний в допированном алмазе.

К сожалению, каких-либо конкретных рецептов о том, что же надо сделать с соединением MgB₂, для того чтобы достичь в нем указанных выше рекордно высоких значений T_c , в работе [16] не дается. Отмечается лишь важность дальнейших поисков соединений с квазидвумерной электронной системой и сильными ковалентными связями. Авторы работ [17, 18] использовали несколько иной подход к исследованию проблемы высокотемпературной сверхпроводимости в системах с ЭФВ. С этой целью они переписали величину $N(0)\langle I_i^2 \rangle$ не только для энергий на поверхности Ферми, но и для любых энергий, используя параметр Хопфилда η :

$$\eta_i(E) = \sum_{n,k} \left| \left\langle nk \left| \frac{\partial V_{ie}}{\partial \mathbf{R}_i} \right| nk \right\rangle \right|^2 \delta(E - \varepsilon_k + \varepsilon_F) \,. \tag{13}$$



Рис. 3. Плотность электронных состояний (штриховая кривая) и параметр Хопфилда (сплошная кривая) для алмаза. (Из работы [18].)

С помощью метода функционала плотности авторы работ [17, 18] рассчитали $N(0)\langle I_i^2 \rangle$ для ряда систем, включая алюминий. Результаты подробных расчетов для алмаза и MgB₂ показаны на рис. 3 и 4, взятых из работы [18]. Из рисунка 3 видно, что в допированном алмазе функция $\eta(E)$ может достигать весьма высоких значений, если поместить химический потенциал системы на 6 эВ ниже существующего в чистом алмазе или же на 6 эВ выше. Достижимые при этом значения T_c могут быть довольно высокими. Так, в случае дырочного допирования $T_c^{max} \approx 290$ K, а в случае электронного $T_c^{max} \approx 420$ K. К сожалению, опять остается неясным, можно ли получить алмаз с таким высоким уровнем допирования. Ситуация в MgB₂, как видно из рис. 4, гораздо менее оптимистична с точки зрения возможности получения высоких $T_{\rm c}$. Что касается Al, то для него величина $N(0)\langle I_i^2\rangle$ очень слабо зависит от энергии и является существенно меньшей по абсолютной величине, чем в системах с ковалентными связями.

К сожалению, сейчас нельзя однозначно ответить на вопрос, поставленный в заглавии нашего доклада. Пожалуй, можно все-таки утверждать с большой долей вероятности, что это не миф. Скорее, это мечта. Именно под названием "Высокотемпературная сверхпроводимость — мечта или реальность?" в 1976 г. была опубликована заметка В.Л. Гинзбурга в *УФН* [19]. Прошло не



Рис. 4. Плотность электронных состояний (штриховая кривая) и параметр Хопфилда (сплошная кривая) для MgB₂. (Из работы [18].)

более 10 лет, и мечта в отношении высокотемпературных сверхпроводников осуществилась. Будем надеяться на аналогичный результат и в отношении комнатной сверхпроводимости.

Автор признателен В.Л. Гинзбургу за постоянную поддержку в изучении проблемы высокотемпературной и комнатной сверхпроводимости. Автор выражает благодарность Государственной программе поддержки научных школ, научным программам РАН, а также РФФИ (проект № 08-02-00757).

Список литературы

- 1. Ginzburg V L Phys. Lett. 13 101 (1964)
- 2. Little W A Phys. Rev. 134 A1416 (1964)
- Cohen M L, Anderson P W, in *Superconductivity in d- and f- Band Metals* (AIP Conf. Proc., Vol. 4, Ed. D H Douglass) (New York: AIP, 1972) p. 17
- Киржниц Д А УФН 119 357 (1976) [Kirzhnits D A Sov. Phys. Usp. 19 530 (1976)]
- 5. Anderson P W Science 316 1705 (2007)
- Максимов Е Г, Долгов О В УФН 177 983 (2007) [Maksimov E G, Dolgov O V Phys. Usp. 50 933 (2007)]
- 7. Ogg R A (Jr.) Phys. Rev. 69 243 (1946)
- 8. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R Phys. Rev. 108 1175 (1957)
- 9. Schafroth M R Phys. Rev. 96 1149, 1442 (1954); 100 463 (1955)
- 10. Bednorz J G, Müller K A Z. Phys. B 64 189 (1986)
- Максимов Е Г УФН 170 1033 (2000) [Maksimov E G Phys. Usp. 43 965 (2000)]
- 12. Matsui H et al. Phys. Rev. Lett. 90 217002 (2003)
- Саврасов С Ю, Максимов Е Γ *VΦH* 165 773 (1995) [Savrasov S Yu, Maksimov E G Phys. Usp. 38 737 (1995)]
- Максимов Е Γ, Саврасов Д Ю, Саврасов С Ю УΦΗ 167 353 (1997) [Maksimov E G, Savrasov D Yu, Savrasov S Yu Phys. Usp. 40 337 (1995)]
- 15. Maksimov E G, Savrasov D Yu Solid State Commun. 119 569 (2001)
- 16. Pickett W E J. Supercond. Nov. Magn. **19** 291 (2006)
- 17. Cohen M L J. Supercond. Nov. Magn. 19 283 (2006)
- Moussa J E, Cohen M L Phys. Rev. B 74 094520 (2006); cond-mat/ 0607832
- Гинзбург В Л УФН 118 315 (1976) [Ginzburg V L Sov. Phys. Usp. 19 174 (1976)]

PACS numbers: **74.45.** + **c**, **74.78.** – **w**, **81.15.** – **z** DOI:10.3367/UFNr.0178.200802f.0179

Эксперименты с атомарно гладкими тонкими пленками сверхпроводящих купратов: сильное электрон-фононное взаимодействие и другие сюрпризы

И. Божович

В этом докладе представлен краткий обзор только наших работ, включая некоторые самые последние эксперименты по молекулярно-пучковой эпитаксии (Molecular Beam Epitaxy — MBE) тонких пленок высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Мы разработали способ создания ВТСП-гетероструктур с атомарно гладкими поверхностями и границами раздела. Это сделало возможным проведение серии новых или усовершенствованных экспериментов, позволивших нам обратиться к целому ряду ключевых вопросов, относящихся к физике ВТСП, таких как вопросы о ее связи с антиферромагнитными и псевдощелевыми состояниями, появляющимися за счет эффекта близости. Получено твердое экспериментальное подтверждение того факта, что в ВТСП-купратах взаимодействие электронов с определенными колебаниями решетки является очень сильным. Кроме того, мы наблюдали сверхпроводимость на границе раздела двойных слоев, состоящих из двух несверхпроводящих купратов; сверхтекучая жидкость ограничена пределами слоя толщиной в 1-2 единичных ячейки, примыкающих к границе раздела. В долгосрочной перспективе это открытие может оживить исследование ВТСП в новых сверхрешетках типа металл-изолятор (MIMIM...), в которых мобильные электроны в металлических слоях спариваются за счет взаимодействия, которое усиливается диэлектрическими слоями или обусловливается ими, как это предполагал В.Л. Гинзбург сорок лет назад [1, 2].

1. Система оксидной молекулярно-пучковой эпитаксии в Брукхейвенской национальной лаборатории (США)

Эксперименты, которые мы собираемся описать в данном докладе, основаны на хорошо развитой технике "цифрового" синтеза, с помощью которого атомные слои сложных оксидов напыляются поочередно, что открывает возможность для "атомно-слоевой инженерии" образца в зависимости от потребностей конкретного эксперимента [3]. Материальным обеспечением для этого является оксидная МВЕ-система "следующего поколения" (рис. 1), изобретенная и сконструированная нами [4]. Эта система снабжена несколькими устройствами высочайшего уровня для анализа поверхностей, позволяющими беспрецедентным образом контролировать процесс роста пленки in situ на основе мониторинга поверхности пленки на атомарном уровне в режиме реального времени [4, 5]. Здесь мы кратко опишем этот прибор, ныне находящийся в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL).

В основной камере роста (рис. 1а) имеются 16 катушек ("лапок"), каждая из которых содержит источник атомов металла, пневматический линейно перемещающийся затвор, стробоскопическую лампу, а также турбо-молекулярный насос. Благодаря этому оснащению можно перезаряжать, обслуживать, дегазировать или заменять каждый источник, не нарушая вакуум в основной камере, даже во время выращивания пленки. С другой стороны, имеется также возможность отключать все источники, проветривать основную камеру, производить необходимое обслуживание, создавать в камере вакуум и позднее в тот же день выращивать пленки. Благодаря такому высокому уровню модульности, полезное время работы системы (скажем, доля времени, в течение которого возможно выращивание пленок) приближается к 100 %, несмотря на значительную сложность системы. Такие преимущества, достаточно уникальные на сегодня для МВЕ-систем исследовательского класса, и явились разгадкой "секрета" успеха нашей группы.

Для большинства элементов мы используем нагреваемые током источники термоэффузии (называемые также ячейками Кнудсена, или для краткости К-ячейками) с высоким уровнем стабилизации ($\Delta T = 0, 1-1$ °C). В зависимости от выбранного элемента мы используем К-ячейки различных типов: низкотемпературные (для Са, Sr или Ba), стандартные (для Bi, Mn, Au), высокотемпературные (для La, Ti) или ячейки с двойными нитями (для Cu). Последние позволяют поддерживать верхний край тигля более горячим, чем дно, предотвращая тем самым накопление материала источника (и