

Анализ параметров атомных и молекулярных пучков в установках молекулярно-лучевой эпитаксии

Н. А. Кульчицкий

Представлена реализация конструктивно простого и достаточно универсального метода определения интенсивностей атомных и молекулярных пучков, основанного на регистрации величины малоуглового рассеяния электронов, возникающего при взаимодействии узкого электронного луча с атомами испаряемого вещества.

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

Ссылка: Кульчицкий Н. А. // Прикладная физика. 2020. № 6. С. 55.

Reference: N. A. Kulchitsky, Applied Physics, No. 6, 55 (2020) [in Russian].

Введение

Основным достоинством молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) является контроль и управление в процессе роста параметрами атомных и молекулярных потоков, а также характеристиками растущих слоев [1–4]. В работе [5] предложено для определения интенсивностей атомных и молекулярных пучков использовать регистрацию рассеяния электронов на малые углы, возникающих при взаимодействии узкого электронного луча с атомами испаряемого вещества, а в [6] рассмотрены теоретические предпосылки для диагностики атомного пучка по явлению рассеяния в нем быстрых электронов. В настоящей работе показано, что при определенных условиях данный метод позволяет определять концентрации и температуры атомов в потоке на основе эффекта самопоглощения, а также описана практическая реализация данного метода.

Определение концентрации атомов на основе эффекта самопоглощения

Спин-орбитальное взаимодействие приводит к распределению основного состояния атомов ряда элементов (Al, Ga, In) на два уровня. Обычно наблюдаются две спектральные линии переходов на оба уровня α и β (см. рис. 1), n – уровень, заселяющийся в результате электронного удара.

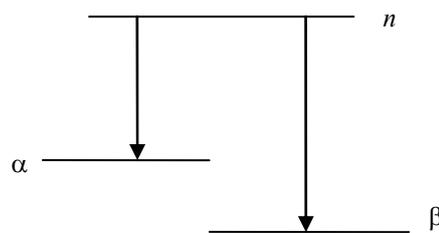


Рис. 1. Схема спектральных линий переходов при спин-орбитальном взаимодействии.

Отношение интенсивностей линий определяется отношением парциальных шириин:

$$I_{n\alpha}^{\circ} / I_{n\beta}^{\circ} = \Gamma_{n\alpha} / \Gamma_{n\beta}. \quad (1)$$

где I – интенсивность линии; Γ – ширина уровня.

Индекс ($^{\circ}$) означает, что пока не учтено взаимодействие света с потоком. В результате самопоглощения наблюдаемые интенсивности линий меняются в соответствии с выражениями

Кульчицкий Николай Александрович^{1,2}, зам. начальника управления, д.т.н.

¹ АО «НПО «Орион».

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

E-mail: orion@orion-ir.ru

² МИРЭА – Российский технологический университет.

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

Статья поступила в редакцию 07 сентября 2020 г.

$$\begin{aligned} I_{n\alpha} &= I_{n\alpha}^o \exp(-\kappa_{n\alpha} L) \\ I_{n\beta} &= I_{n\beta}^o \exp(-\kappa_{n\beta} L) \end{aligned} \quad (2)$$

где L – путь фотона в потоке.

Обозначим отношение невозмущенных линий (1) как r_n , а наблюдаемое отношение – как R_n : тогда $\ln R_n = \ln r_n - (\kappa_{n\alpha} - \kappa_{n\beta})L$.

Коэффициент поглощения κ определяется выражением (см. формулу 19 в [6]),

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

в котором под концентрацией необходимо понимать концентрацию атомов в соответствующем состоянии (α и β).

$$\begin{aligned} \kappa_{n\alpha} &= (3/2)^{(3/2)} e^{(-3/2)} \frac{\Gamma_{n\alpha} \sqrt{\beta} \lambda_{n\alpha}^3}{\Gamma_n 2\pi} \cdot \frac{2J_n + 1}{2J_\alpha + 1} \times \\ &\quad \times \frac{S}{1+S} \cdot \frac{n_o}{\sin \alpha} \\ \kappa_{n\beta} &= (3/2)^{(3/2)} e^{(-3/2)} \frac{\Gamma_{n\beta} \sqrt{\beta} \lambda_{n\beta}^3}{\Gamma_n 2\pi} \cdot \frac{2J_n + 1}{2J_\beta + 1} \times \\ &\quad \times \frac{S}{1+S} \cdot \frac{n_o}{\sin \alpha} \end{aligned} \quad (4)$$

где $S = (2J_\alpha + 1/2J_\beta + 1) \exp(-E_{\alpha\beta}/kT)$ – отношение концентраций на уровнях; J – полный момент атома.

Тогда для определения концентрации n_o по измеренному отношению R_n получим выражение

$$\begin{aligned} n_o &= \frac{2\pi e^{3/2} \ln(r_n/R_n)}{(3/2)^{3/2} L/\sin \alpha} \cdot \frac{\sqrt{\beta} (2J_n + 1)}{\Gamma_n (1+S)} \times \\ &\quad \times \left(\frac{\Gamma_n \lambda_n^3 S}{2J+1} - \frac{\Gamma_n \lambda_n^3}{2J+1} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Входящая в (5) как параметр температура может быть определена приближенно. Действительно, когда заселенность уровня α значительна ($E_{\alpha\beta} \sim kT$), относительная погрешность определения концентрации порядка $(E_{\alpha\beta}/T) \Delta T/T$, то есть невелика. В противоположном случае ($E_{\alpha\beta} > T$) уровень α почти пуст, и выражение для n_o вообще не зависит от температуры (если не считать слабой зависимости $T^{1/2}$, связанной с β).

Определение температуры потока

Система уровней иногда, как в случае In и Ga (рис. 2), позволяет по люминесценции определить температуру потока

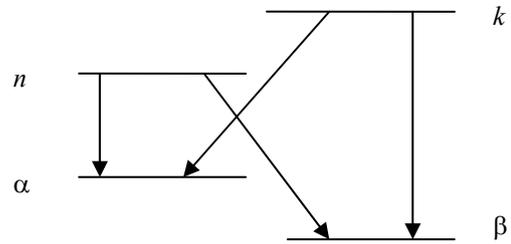


Рис. 2. Система спектральных уровней для определения температуры.

Наличие двух пар переходов с уровнями n и k позволяет, используя выражение (3) записанное для переходов n и k , исключить обычно неточно известный параметр L и получить выражение для температуры потока

$$T = \frac{E_{\alpha\beta}}{\ln(1/S) + \ln \left[(2J_\alpha + 1)/(2J_\beta + 1) \right]} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} S &= \frac{2J_\alpha + 1}{2J_\beta + 1} \cdot \frac{\lambda_k^3 M - \lambda_n^3}{\lambda_n^3 M - \lambda_k^3}, \\ M &= \frac{\Gamma_k}{\Gamma_n} \cdot \frac{2J_k + 1}{2J_n + 1} \cdot \frac{\ln(r_n/R_n)}{\ln(r_k/R_k)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Самопоглощение при регистрации излучения в направлении, перпендикулярном оси диаграммы направленности источника

В установках МЛЭ используется обычно несколько источников атомарных или молекулярных пучков, направленных на подложку под некоторыми углами. В ряде случаев предусмотрено место и для источника, ось которого перпендикулярна плоскости подложкодержателя. Представляет интерес в связи с этим расчет длины поглощения линии в направлении перпендикулярном оси источника. Выражения для коэффициента поглощения (3) получено в предположении малости естественной ширины линии по сравнению с доплеровским уширением. Этот факт и мно-

житель $1/\sin\alpha$, содержащийся в формулах говорит о невозможности ее применения при $\alpha \rightarrow 0$.

Рассмотрим поглощение в потоке атомов от точечного источника на расстоянии H (рис. 3). В данном случае, поскольку фотоны пересекают поток при своем движении к датчику под существенно различными углами нельзя ввести один удельный параметр рассеяния (вероятность рассеяния на единице длины).

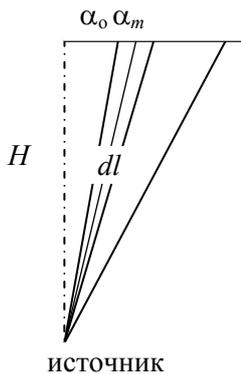


Рис. 3. Схема вычисления самопоглощения в случае, когда ось источника перпендикулярна линии наблюдения.

Вместо этого необходимо вычислить полную вероятность рассеяния для фотона, рожденного на оси потока (самая неблагоприятная область для диагностики). Находясь вблизи оси, фотон наиболее интенсивно взаимодействует с потоком, рассеиваясь на практически доплеровски не смещенных линиях с естественным уширением. При углах больших некоторого значения d_c будем использовать для вычислений формулу (3). Будем считать полную искомую вероятность малой, концентрацию в потоке постоянной до определенного угла d_m ($d_m < 1$) и равной нулю при больших углах (см. рис. 3).

Распределение вероятности испускания фотонов возбужденным атомом по частотам имеет вид

$$dW = \frac{\Gamma}{2\pi} \left[(\omega - \omega_{12})^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right] d\omega. \quad (8)$$

Резонансная частота не смещена, так как рассматривается излучение атомов, движущихся вдоль оси источника (перпендикулярно линии наблюдения). Сечение рассеяния атомами близкими к оси описывается выражением (см. формулу 9 [6]).

$$\begin{aligned} \sigma_w &= \frac{2J_2 + 1}{2(J_1 + 1)} \lambda^2 \frac{\Gamma_{12}^2}{2\Gamma} \left[\frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_{12}) + \Gamma^2/4} \right] = \\ &= \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma \left[\frac{\Gamma/2\pi}{(\omega - \omega_{12}) + \Gamma/4} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Полная вероятность рассеяния в интервале углов $[0, d_c]$ есть

$$P_1 = n_0 l_c \int_{\omega} \sigma_w d\omega \quad (10)$$

где $l_c = d_c H$ (H – высота линии наблюдения над уровнем источника); σ_c – сечение (9).

Для P_1 , следовательно получаем

$$\begin{aligned} P_1 &= n_0 \alpha_c H \sigma_0 \frac{\Gamma_{12} \Gamma}{8\pi} \int \frac{d\omega}{\left[(\omega - \omega_{12})^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right]^2} = \\ &= \frac{n_0 \sigma_0 H \alpha_c \Gamma_{12}}{\pi \Gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} (1 + x^2)^{-2} dx. \end{aligned} \quad (11)$$

Интеграл в (10) равен $\pi/2$ и для P_1 окончательно имеем

$$P_1 = n_0 \sigma_0 H \alpha_c \Gamma_{12} / 2\Gamma. \quad (12)$$

В области углов $[\alpha_c, \alpha_m]$ вероятность рассеяния P_2 есть

$$P_2 = \int_{\alpha_c}^{\alpha_m} \kappa(\alpha) d\alpha. \quad (13)$$

Подставляя $\kappa(\alpha)$ из (3) и предполагая $\alpha \sim \sin\alpha$, найдем

$$P_2 = \pi(3/2)^{3/2} e^{-3/2} \sigma_0 n_0 H \Gamma c \sqrt{\beta} \left(1 + \ln \frac{\alpha_m}{\alpha_c} \right) \cdot \frac{1}{\omega_{12}}. \quad (14)$$

Полная вероятность рассеяния $P = P_1 + P_2$. Угол α_c определим из условия равенства удельных вероятностей рассеяния, которые можно получить для точки $\alpha = \alpha_c$ из (7) и (3)

$$\Gamma_{12} n_0 \sigma_0 / 2\Gamma = \pi(3/2)^{-3/2} e^{3/2} \sigma_0 n_0 \Gamma c \beta^{1/2} \alpha_c$$

откуда

$$\alpha_c = 2\pi(3/2)^{3/2} e^{-3/2} \frac{\Gamma^2}{\Gamma_{12}} \cdot \frac{c\beta^{1/2}}{\omega_{12}}. \quad (15)$$

Тогда для $P = P_1 + P_2$ получим

$$P = \pi(3/2)^{3/2} e^{-3/2} \sigma_o n_o H \Gamma c \beta^{1/2} \left(1 + \ln \frac{\alpha_m}{\alpha_c}\right) \frac{1}{\omega_{12}} \quad (16)$$

где α_c определено выражением (15).

Интересно сравнить вероятности рассеяния для потока с углами наклона α и протяженностью L вдоль линии наблюдения c (16):

$$P/P_L \alpha = H \alpha \left(1 + \ln \frac{\alpha_m}{\alpha_c}\right) \cdot \frac{1}{L}. \quad (17)$$

Например, для установки с $H = 15$ см, $L = 5$ см, $\alpha = 1/4$ и при $\alpha_c = 10^{-2}$ получим $P/P_L \alpha \sim 3,4$.

Следовательно, для рассматриваемого положения источника верхний предел линейной зависимости сигнала от плотности потока в несколько раз ниже и учет реабсорбции необходим при меньших плотностях, чем для наклонных источников.

Амплитудная селекция счетных импульсов при высоком уровне шумов

При спектральных измерениях всегда существует проблема регистрации фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) слабых оптических сигналов. Пусть полная интенсивность сигнала на ширине спектральной линии N_S , интенсивность шума на этом же спектральном участке $N_N \gg N_S$. Для идентификации линии необходимо, чтобы было $N_S \tau = k (N_N \tau)^{1/2}$, где τ – необходимое время накопления, k – числовой коэффициент, величина которого определяет достоверность регистрации. Положив $k = 1$, получим для времени накопления $\tau = N_N / N_S^2$. Интегральная амплитуда сигнала представляет сумму импульсов ФЭУ разной амплитуды

$$\begin{aligned} N_S &= \int n_s(x) dx \\ N_N &= \int n_N(x) dx \end{aligned} \quad (18)$$

причем амплитудные распределения $n_s(x)$, $n_N(x)$ в общем случае различны. Если под N_S , N_N понимать число импульсов в секунду, прошедших окно дискриминатора с порогами

x_1 и x_2 – для характерного времени накопления τ получим

$$\tau(x_1, x_2) = \frac{\int_{x_1}^{x_2} n_N(x) dx}{\left(\int_{x_1}^{x_2} n_s(x) dx\right)^2}. \quad (19)$$

В данном случае естественно возникает задача минимизации времени накопления с помощью удачного выбора порогов дискриминатора x_1 и x_2 . Дискриминатор – это электронное устройство, тракт которого пропускает только импульсы с амплитудой $x_1 < x < x_2$. Сам факт существования оптимальных порогов легко понять, проанализировав поведение функции $\tau(x_1, x_2)$. Предположим, что n_N и n_s – ограниченные функции. Тогда при малой ширине окна числитель (19) пропорционален $(x_2 - x_1)$, знаменатель $(x_2 - x_1)^2$ и $\tau(x_1, x_2) \sim (x_2 - x_1)^{-1}$, то есть при близких порогах время накопления велико. При расширении амплитудного диапазона выше некоторого значения, включающего основную часть световых импульсов, знаменатель (19) практически перестает расти, в то же время числитель продолжает возрастать, так как темновые сигналы обычно имеют более широкий спектр амплитуд.

Записав требование минимизации $\tau(x_1, x_2)$ в виде условий

$$d\tau/dx_1 = 0; \quad d\tau/dx_2 = 0 \quad (20)$$

приходим к системе уравнений на x_1 и x_2

$$\begin{aligned} \int_{x_1}^{x_2} [2n_s(x_1)n_N(x) - n_N(x_1)n_s(x)] dx &= 0 \\ n_s(x_1)/n_N(x_1) &= n_s(x_2)/n_N(x_2). \end{aligned} \quad (21)$$

При поиске оптимальных порогов численными методами система ничем не лучше исходного соотношения (19), однако второе уравнение в (21) показывает, что и при малых уровнях сигнала отношение сигнал/шум играет важную роль. Именно, если амплитудное распределение отношения сигнал/шум имеет максимум, оптимальные пороги должны располагаться по разные стороны от максимума, причем так, чтобы значения отношения сигнал/шум на нижнем и верхнем пороге были одинаковыми.

Экспериментальное оборудование и методики электронной диагностики

На рис. 4 приведена схема взаимного расположения элементов диагностической системы в ростовой камере установки МЛЭ. Электронная пушка с системой отклонения смонтирована на одном из фланцев на достаточном удалении от подложкодержателя. Датчики расположены таким образом, чтобы одновременно удовлетворять нескольким условиям. Во-первых, присутствие датчиков в технологической камере не должно вести к изменению технологической оснастки (источников МП, держателя подложки, криопанелей). Во-вторых, информация о потоке должна поступать из области, максимально приближенной к подложке. В-третьих, узлы датчиков не должны приводить к изменению плотности потока атомов, то есть не затенять подложку, не создавать отраженных потоков, попадающих на подложку и изменяющих показания других датчиков, не иметь нагретых до высокой температуры деталей в прямой видимости подложки.

Все эти условия можно считать выполненными, когда электронная пушка и датчики находятся в одной плоскости, а оси фланцев пересекаются в точке, лежащей ниже (не менее 20 мм) от центра подложкодержателя.

При разработке пространственных диагностик атомарных пучков определяющим является требование малости расходимости и поперечного сечения электронного пучка ($S \sim 10^{-5} \text{ см}^2$). Этим требованиям удовлетворяют пушки осциллографического типа с характерными токами в диапазоне 10^{-5} – 10^{-4} А при ускоряющих напряжениях $U \sim 0,1$ – 2 кВ.

Электроны пучка, пронизывая поток молекул и атомов, с некоторой вероятностью возбуждают, ионизируют и рассеиваются на них. Возникающее при этом характеристическое излучение регистрируется ФЭУ-130, а ионы каналным электронным множителем КЭУ-6. Оба регистратора работают в режиме счета импульсов. Таким образом, информация об интенсивности МП сразу представляется в виде потока импульсов. Последующая математическая обработка образованного потока импульсов и представление результатов ведется с помощью ЭВМ, что позволяет пред-

ставлять результаты в виде графиков или изображений в реальном времени.

Исследование спектральных линий люминесценции в потоках Cd, Ga, In и других элементов проведено с использованием разработанной автоматизированной системы накопления спектральной информации, позволяющая уверенно выделять на фоне шума слабый сигнал. Для накопления информации было использовано многократное измерение всего доступного спектра с фиксацией результата в памяти ЭВМ. В спектрах атомов In, Ga и Cd, существуют пары линий с резко различающимися коэффициентами самопоглощения.

В соответствии с выражением (4) по изменению отношения интенсивностей спектральных линий можно рассчитать абсолютную величину плотностей атомов в потоке. Полученные таким образом значения хорошо согласуются с плотностями потока, полученными на основании измерения массы осажденного элемента или толщины выращенной пленки.

Для определения пространственного распределения частиц в потоке осуществляется прецизионное сканирование электронным пучком с помощью внешней магнитной системы отклонения. Система позволяет получать изображения потока на электронно-лучевой трубке с частотой кадров около 1 герца. На рис. 4 приведена геометрия измерений пространственного излучения. Электронный пучок создает светящийся «шнур» из люминесцирующих атомов потока. Ясно, что распределение интенсивности излучения вдоль «шнура» отражает распределение плотности атомов в потоке вдоль траектории электронов. Если с помощью щелевого экрана (см. рис. 4) ограничивать сектор обзора ФЭУ по оси «у», то мы будем фиксировать измерение только небольшой части «шнура». Оставляя щель неподвижной, и перемещая электронный пучок, мы можем проводить относительные измерения интенсивности в секторе обзора. Разрешающая способность метода определяется по оси «у» размером щели, а в плоскости анализа – диаметром электронного пучка. Если проводить измерения интенсивности излучения в некоторой области последовательно перемещая луч и заполняя матрицу (i, j) можно по-

строить двумерный график распределения плотности потока.

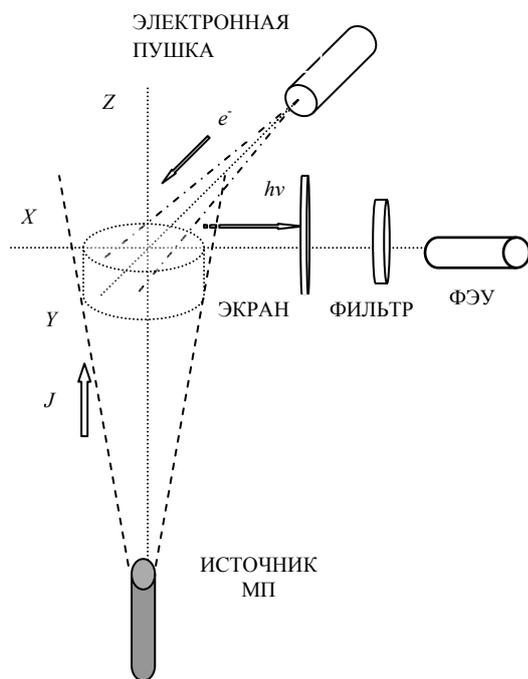


Рис. 4. Схема расположения элементов диагностической системы в технологическом объеме установки МЛЭ.

Система сканирования и фотоумножители с помощью аппаратуры сопряжения подключены к аппаратно-программному комплексу. Специально разработанный пакет программ обеспечивает определение «in situ» диаграмм направленности источников и визуализацию функций распределения на дисплее.

После калибровки системы предельная чувствительность по скорости роста пленок, например CdTe, составляет 0,01 нм/с, что вполне достаточно, так как скорости роста слоев в методе МЛЭ обычно составляют 0,1–1 нм/с. Помимо очевидного достоинства – возможности визуального контроля функционирования испарителей, метод позволяет определять их диаграммы направленности, трансформацию по мере расхода навески, что особенно важно при разработке испарителей для подложек большой площади. Метод дает принципиальную возможность по распределению концентрации атомов вблизи подложки определять наличие или отсутствие отраженных потоков. Многоканальный вариант дает возможность вести параллельный и независимый контроль

за несколькими потоками, а также оперативно определять их взаимное влияние.

Для получения надежных данных по всему газовому составу в камере МЛЭ была проведена модернизация известной масс-спектрометрической диагностики. Вместо ионизационной камеры с термокатодом, которые являются источниками загрязнений МП, была создана холодная ионизационная камера масс-спектрометра, обладающая малой поверхностью и большой угловой апертурой входного потока. Камера имеет конструкцию в виде ажурного сетчатого объема, молекулы газов внутри которого ионизируются электронным пучком, направленным в ионизационную камеру от удаленной электронной пушки. Электронная пушка и отклоняющая система используются те же, что и в люминесцентной диагностике. Отказ от громоздкой ионизационной камеры с термокатодом значительно уменьшает искажение потока, позволяет сочетать масс-спектрометрию с электронно-лучевым зондированием и проводить коррекцию калибровки масс-спектрометра во время процесса МЛЭ. Потребность в такой калибровке вызвана возможным изменением свойств электронной оптики, вытягивающей ионы из ионизационной камеры. Действительно, на сетчатый объем могут нарасти диэлектрические пленки, которые зарядившись от электронного пучка, приведут к погрешности в измерениях. В этом случае калибровка по всему масс-спектру корректируются методом сравнения показаний люминесцентного и масс-спектрометрического датчиков на одном или нескольких элементах.

Для калибровки выбирается элемент, имеющий сильную уверенно регистрируемую спектральную линию, например, кадмий при эпитаксии теллурида кадмия. Измеренная интенсивность атомного пучка кадмия масс-спектрометром сравнивается с истинным значением плотности, измеренным люминесцентным датчиком. Вводимый поправочный коэффициент распространяется на весь спектр. Масс-спектрометрическая методика позволяет проводить измерения интенсивности атомных и молекулярных пучков в диапазоне 10^{11} – 10^{17} ат/см² с в диапазоне масс от 1 до 300 а.е.м. за 0,1 с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng K. Y. // Journal of Vacuum Science & Technology. 2013. Vol. A 31. P. 050814.
2. Jackson A. W., Pinsukanjana P. R., Gossard A. C., Coldren L. A. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 1997. Vol. 3. № 3. P. 836.
3. Olson G. L., Roth J. A., Brewer P. D., Rajavel R. D., Jamba D. M., Jensen J. E., Johs B. // Journal of Electronic Materials. 1999. Vol. 28. № 6. P. 749.
4. Schlereth F. H., Cogol D. H., Holkeboer C. A., Lighther M. J. // Proc. 7-th Int. Vac. Cong., Vienna. 1977. P. 2205.
5. 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.
6. Кульчицкий Н. А., Дирочка А. И. // Прикладная физика. 2020. № 4. С. 45.

PACS: 81.15.Hi

Analysis of parameters atomic and molecular beams in molecular beam epitaxy systems

N. A. Kulchitsky^{1,2}

¹ Orion R&P Association, JSC
9 Kosinskaya st., Moscow, 111538, Russia

² MIREA – Russian Technological University
78 Vernardsky Ave., Moscow, 119454, Russia

Received September 07, 2020

The main advantage of molecular beam epitaxy (MBE) is the control and management of the parameters of atomic and molecular fluxes, as well as the characteristics of growing layers during growth. 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 scattering 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. It is shown that under certain conditions this method allows determining the concentrations and temperatures of atoms in the flow based on the self-absorption effect, and describes the practical implementation of this method.

Keywords: molecular beam epitaxy, diagnosis, electron scattering.

REFERENCES

1. K. Y. Cheng, Journal of Vacuum Science & Technology A **31**, 050814 (2013).
2. A. W. Jackson, P. R. Pinsukanjana, A. C. Gossard, and L. A. Coldren, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **3** (3), 836 (1997).
3. G. L. Olson, J. A. Roth, P. D. Brewer, R. D. Rajavel, D. M. Jamba, J. E. Jensen, and B. Johs, Journal of Electronic Materials **28** (6), 749 (1999).
4. F. H. Schlereth, D. H. Cogol, C. A. Holkeboer, M. J. Lighther, in *Proc. 7-th Int. Vac. Cong.*, (Vienna, 1977), p. 2205.
5. V. V. Balanyuk, V. F. Krasnov, N. A. Kulchitskiy, and S. L. Musher, in *Materialy 1 Vsesoyuznoy konferentsii. "Fizicheskiye osnovy tverdotelnoy elektroniki"* (Leningrad, 1989), **B**, pp. 109–110.
6. N. A. Kulchitsky and A. I. Dirochka, Applied Physics, No. 4, 45 (2020) [in Russian].