

# Эмиссия баллистических фотоэлектронов из $p$ -GaN(Cs,O) с эффективным отрицательным электронным средством

© А.А. Пахневич\*, В.В. Бакин\*, Г.Э. Шайблер\*, А.С. Терехов\*,\*\*

\* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

\*\* Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: terek@thermo.isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 15 февраля 2007 г.)

Экспериментально исследована эмиссия баллистических фотоэлектронов из  $p$ -GaN(Cs,O) с эффективным отрицательным электронным средством. При энергиях фотонов, меньших ширины запрещенной зоны GaN, когда эмиссия электронов обусловлена фотовозбуждением поверхностных и приповерхностных состояний, приращение энергии баллистических электронов равно приращению энергии возбуждающих фотонов, что подтверждает бездисперсионный характер начальных состояний. При энергиях фотонов, больших ширины запрещенной зоны, избыточная энергия света распределяется между кинетическими энергиями баллистических фотоэлектронов и дырок в зависимости от их эффективных масс. Эта закономерность была использована для определения эффективной массы дырок вдоль направления оси  $c$  кристаллической решетки GaN со структурой вюрцита, оказавшейся равной  $m_{h\parallel}^* = (0.60 \pm 0.15)m_0$ .

Работа выполнена при поддержке Российской академии наук (программа СО РАН № 9.1) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-16639).

PACS: 79.60.-i, 85.60.Dw

## 1. Введение

Известно, что атомарно-чистая поверхность  $p$ -GaN, покрытая цезием [1,2] или цезием и кислородом [3,4], переходит в состояние эффективного отрицательного электронного средства (ОЭС), при котором уровень вакуума вблизи поверхности полупроводника оказывается ниже дна зоны проводимости в его объеме. Полупроводники с ОЭС обеспечивают высокую вероятность эмиссии в вакуум неравновесных термализованных электронов [5]. Интерес к  $p$ -GaN(Cs,O) с ОЭС обусловлен возможностью создания на его основе эффективных фотоэмиттеров УФ-диапазона. Эта возможность реализована в недавней работе [6], где достигнута квантовая эффективность фотоэмиссии из  $p$ -GaN(Cs,O), приближающаяся к 72% для фотонов с  $\hbar\omega = 5.4$  eV, что является абсолютным рекордом для всех известных фотоэмиттеров. Кроме практической значимости изучение фотоэмиссии из  $p$ -GaN(Cs,O) представляет интерес и с научной точки зрения из-за необычных по сравнению с другими полупроводниками с ОЭС свойств  $p$ -GaN. Так, например, малая толщина приповерхностной области пространственного заряда, необходимая для эффективной фотоэмиссии, обеспечивается в  $p$ -GaN в основном за счет ионизации глубоких акцепторов приповерхностным электрическим полем [7]. Концентрация глубоких акцепторов в  $p$ -GaN велика, и поэтому их фотоионизация излучением с  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  приводит к появлению чувствительности  $p$ -GaN(Cs,O) к видимому свету [8,9]. Эмиссия из поверхностных и объемных локализованных состояний может быть использована для изучения их свойств и поэтому интересна. Фотоэмиссия

в полосе межзонных переходов интересна тем, что из-за высокой вероятности межзонных переходов в  $p$ -GaN, свет с  $\hbar\omega > \varepsilon_g$  поглощается на малых расстояниях от поверхности, соизмеримых с длиной термализации фотоэлектронов в этом полупроводнике. В результате даже незначительное превышение  $\hbar\omega$  над  $\varepsilon_g$  приводит к появлению в фотоэмиссионном токе из  $p$ -GaN(Cs,O) значительной доли горячих фотоэлектронов, не успевающих завершить процесс термализации [10]. Изучение эмиссии нетермализованных и прежде всего баллистических фотоэлектронов полезно для уточнения параметров зонного спектра полупроводника.

В данной работе изучена эмиссия баллистических электронов из  $p$ -GaN(Cs,O), что позволило дополнительно подтвердить механизм фотоэмиссии при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  и уточнить величину эффективной массы дырки, измеренной вдоль оси  $c$  кристаллической решетки GaN вюрцитной модификации.

## 2. Методика эксперимента

Для проведения экспериментов было изготовлено несколько планарных вакуумных фотодиодов, состоящих из лейкосапфирового входного окна, плоского сеточного медного анода и  $p$ -GaN(Cs,O)-фотоэмиттера, герметично установленных в металлокерамическом корпусе из алюмооксидной керамики. Финишное обезгаживание узлов фотодиодов, очистка поверхности  $p$ -GaN и ее активирование цезием и кислородом до состояния с ОЭС, герметизация фотодиодов с помощью „холодного“ уплотнения узлов через тонкие слои индия выполня-

лись методом „переноса“ в трехкамерной сверхвысоковакуумной установке с базовым давлением  $10^{-9}$  Па. Низкотемпературная методика очистки атомарно-чистой поверхности GaN описана ранее [11]. Источником света в экспериментах являлся монохроматор МДР-23 со стабилизированной ксеноновой лампой высокого давления и механическим прерывателем светового пучка. Фотоэмиссионный ток регистрировался цифровым синхронным детектором EG&G 7265. Измерялись спектры квантовой эффективности QE( $\hbar\omega$ ) фотоэмиттеров и энергетические распределения  $N_e(\epsilon_{\parallel})$  эмитированных электронов. Для измерения  $N_e(\epsilon_{\parallel})$  использовался метод тормозящего потенциала, прикладываемого между фотоэмиттером и сеточным анодом. Фактически измерялось распределение электронов по продольной компоненте импульса  $p_{\parallel}$ , параллельной вектору полного фототока. Величина  $p_{\parallel}$  связана с  $\epsilon_{\parallel}$  соотношением  $\epsilon_{\parallel} = p_{\parallel}^2 / (2m_0)$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона.

### 3. Результаты и обсуждение

Для определения плотности дефектных состояний в запрещенной зоне эпитаксиальных слоев  $p\text{-GaN}$ , использованных для приготовления фотоэмиттеров с ОЭС, были проведены измерения спектров QE( $\hbar\omega$ ) в спектральной области, включающей интервал  $\hbar\omega < \epsilon_g$ . Известно [10], что в этой области спектра фотоэмиссия обусловлена возбуждением поверхностных и объемных дефектов, энергетические уровни которых лежат ниже уровня Ферми. Исследования внутренних фотоэффектов в слоях GaN [8] показали, что величина фотоотклика при заданной  $\hbar\omega < \epsilon_g$  тем больше, чем выше дефектность эпитаксиального слоя. Спектры QE( $\hbar\omega$ ), измеренные нами на разных фотодиодах, действительно показали существенные изменения фототока при  $\hbar\omega < \epsilon_g$  от эмиттера к эмиттеру. Для дальнейших исследований были отобраны два фотодиода с фотоэмиттерами, обладающими максимальной и минимальной величинами квантовой эффективности при  $\hbar\omega < \epsilon_g$ . При этом мы полагали, что большей величине QE при  $\hbar\omega < \epsilon_g$  соответствует большая плотность дефектных состояний в запрещенной зоне слоя  $p\text{-GaN}$ , использованного для изготовления фотоэмиттера. Спектры квантовой эффективности двух отобранных фотодиодов показаны на рис. 1. Из рисунка следует, что пороги внешнего фотоэффекта  $\epsilon_{th}$  для обоих фотоэмиттеров одинаковы и примерно равны 1.3 eV. Из энергетической диаграммы поверхности  $p\text{-GaN}(\text{Cs},\text{O})$  следует [10], что величина  $\epsilon_{th}$  равна разности энергий уровня вакуума и уровня Ферми вблизи поверхности, т.е. работе выхода полупроводника. При увеличении  $\hbar\omega - \epsilon_{th}$  фототок в вакуум возрастает в основном из-за расширения интервала энергий под уровнем Ферми, для которого возбуждение электронов выше уровня вакуума становится энергетически возможным. Сравнивая спектры QE( $\hbar\omega$ ) двух фотоэмиттеров на рис. 1, видим, что по мере удаления от порога фотоэмиссии разница кван-

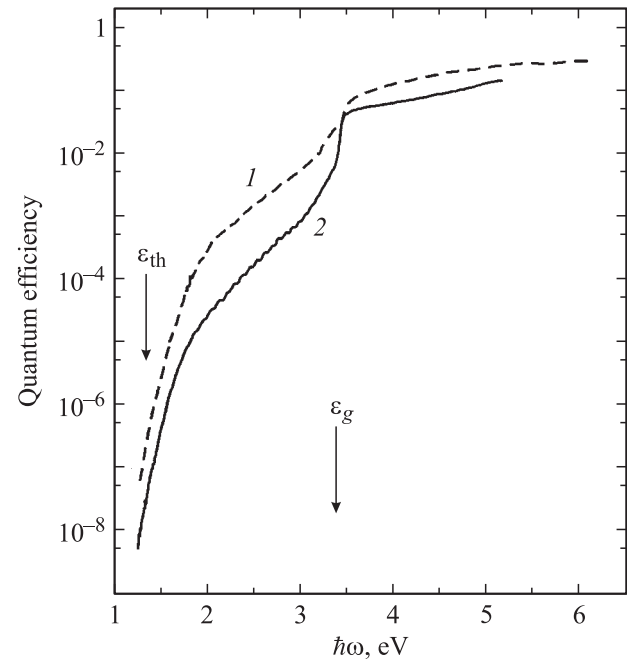


Рис. 1. Спектры квантовой эффективности фотодиодов с  $p\text{-GaN}(\text{Cs},\text{O})$ -фотокатодом. 1 — спектр квантовой эффективности фотодиода 1; 2 — фотодиода 2. Спектры измерены при  $T = 293$  К.

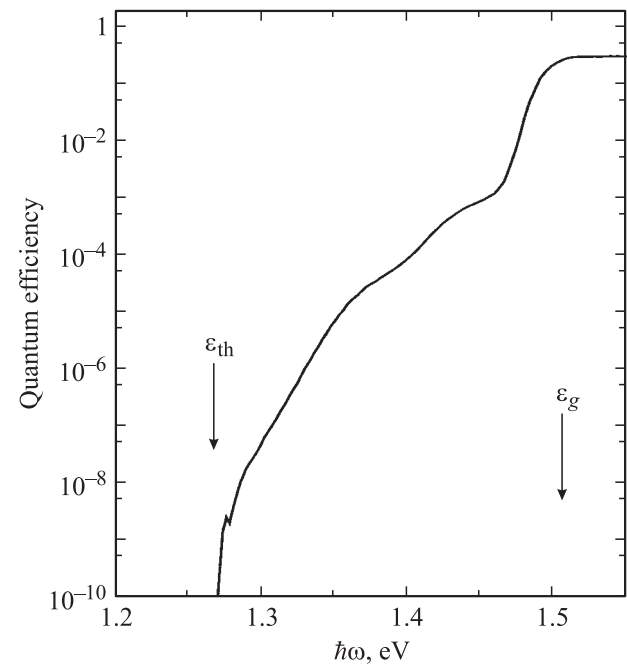
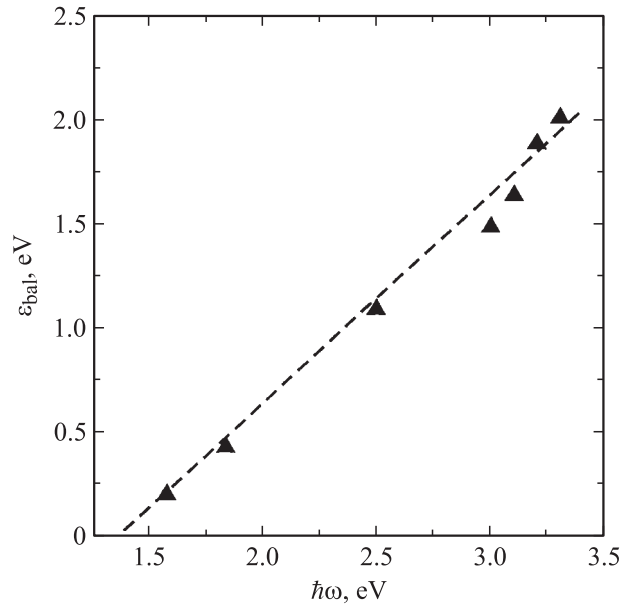


Рис. 2. Спектр квантовой эффективности фотодиода с  $p\text{-GaAs}(\text{Cs},\text{O})$ -фотокатодом. Спектр измерен при  $T = 77$  К.

товых эффективностей возрастает, достигая  $\sim 10$  в интервале  $1.8 \leq \hbar\omega \leq 2.3$  eV. Большая величина квантовой эффективности фотоэмиттера в фотодиоде 2 в указанном интервале энергий фотонов обусловлена, по нашему мнению, большей концентрацией дефектных состояний в

запрещенной зоне вблизи поверхности полупроводника. Для оценки вклада „объемных“ дефектных состояний в зависимость  $QE(\hbar\omega)$  для фотоэммитера в фотодиоде 1 были проведены измерения  $QE(\hbar\omega)$  для фотоэммитера из  $p$ -GaAs(Cs,O), в котором концентрация локализованных состояний в запрещенной зоне пренебрежимо мала и фотоэмиссия при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  обусловлена только фотовозбуждением поверхностных состояний. Результаты измерений показаны на рис. 2. Для устранения спектрального перекрытия поверхностной и объемной фотоэмиссий измерения проводились при 77 К. Сравнивая результаты измерения зависимостей  $QE(\hbar\omega)$  на рис. 1 и 2, видим, что и пороги фотоэффекта  $\varepsilon_{th}$ , и величины квантовой эффективности внешнего фотоэффекта, измеренные для  $p$ -GaN(Cs,O) (фотоэммитер 2) и  $p$ -GaAs(Cs,O), примерно совпадают. Равенство порогов внешнего фотоэффекта различных полупроводников, покрытых слоем (Cs,O), отмечалось еще в [1]. Приблизительное совпадение квантовых эффективностей фотоэмиссии при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  для  $p$ -GaN(Cs,O) и  $p$ -GaAs(Cs,O) обусловлено тем, что для обоих полупроводников фотоэмиссия при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  обусловлена в основном фотовозбуждением поверхностных состояний.

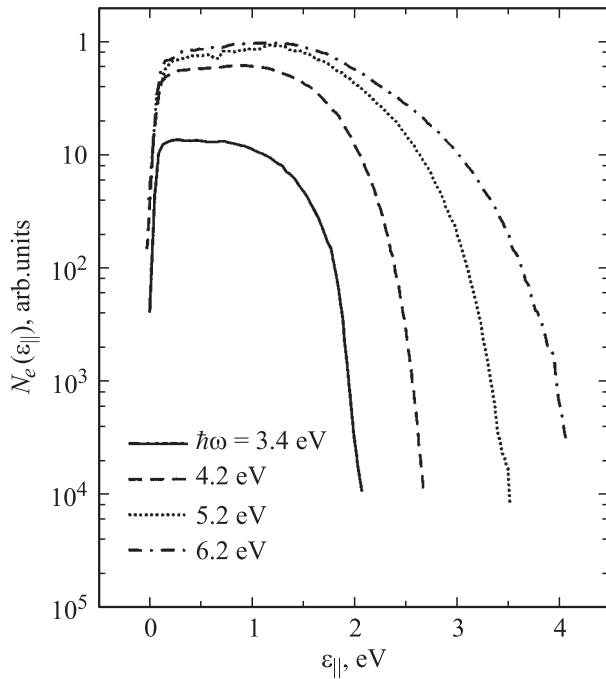
Результаты измерения энергетических распределений  $N_e(\varepsilon_{||})$  фотоэлектронов, эмитированных с поверхностных состояний в  $p$ -GaN(Cs,O), были приведены в [10]. Было показано, что с ростом  $\hbar\omega$  высокоэнергетическое крыло распределения  $N_e(\varepsilon_{||})$  смещается в сторону больших энергий, но анализа максимальной кинетической энергии фотоэлектронов, т.е. энергии баллистических фотоэлектронов, в зависимости от  $\hbar\omega$  не проводилось. Измерения  $N_e(\varepsilon_{||})$  были проведены на фотодиоде 1, где эмиссия электронов при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  была обусловлена фотовозбуждением поверхностных состояний. Результаты измерений показаны на рис. 3. Из рисунка следует, что максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов, движущихся в вакууме перпендикулярно поверхности фотоэммитера, хорошо описывается соотношением Эйнштейна, согласно которому максимальная кинетическая энергия фотоэлектронов в вакууме равна  $\hbar\omega - \varepsilon_{th}$ . Выполнение соотношения Эйнштейна для электронов на высокоэнергетическом крыле распределения  $N_e(\varepsilon_{||})$  свидетельствует прежде всего о том, что весь избыток энергии фотона, превышающий  $\varepsilon_{th}$ , передается электрону. Следовательно, фотоэмиссия при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$  действительно обусловлена возбуждением поверхностных и объемных локализованных состояний, а вкладом объемных состояний валентной зоны, обладающих существенной дисперсией, можно пренебречь. Кроме этого, выполнение соотношения Эйнштейна на высокоэнергетическом крыле  $N_e(\varepsilon_{||})$  для электронов, возбуждаемых светом с  $\hbar\omega < \varepsilon_g$ , означает, что эти электроны покидают полупроводник в баллистическом режиме без заметного рассеяния энергии. Отметим, что возможность наблюдения баллистической фотоэмиссии с поверхностных состояний не является очевидной, поскольку, даже находясь в вакууме, фотоэлектроны,



**Рис. 3.** Зависимость энергии баллистических фотоэлектронов  $\varepsilon_{bal}$  от энергии фотонов возбуждающего света при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$ . Штриховая линия соответствует формуле  $\varepsilon_{bal} = \hbar\omega - \varepsilon_{th}$ . Зависимость получена при  $T = 293$  К.

эмитированные полярным полупроводником, могут продолжать поглощать и испускать поверхностные фононы. Кроме этого, электрическое поле силы зеркального изображения „связывает“ электроны в вакууме с продольными оптическими фононами и плазмонами в полупроводнике. Тем не менее мы видим, что небольшая часть фотоэлектронов может покидать полупроводник с очень сильным электрон-фононным взаимодействием без рассеяния.

При  $\hbar\omega \sim \varepsilon_g$  рост QE связан с увеличением числа поглощаемых фотонов. При  $\hbar\omega > \varepsilon_g$  увеличение QE с ростом  $\hbar\omega$  обусловлено двумя причинами. Во-первых, из-за увеличения коэффициента поглощения света с ростом  $\hbar\omega$  уменьшается глубина генерации фотоэлектронов и, как следствие, возрастает вероятность их столкновений с эмитирующей поверхностью. Во-вторых, с увеличением энергии фотонов увеличивается начальная кинетическая энергия  $\varepsilon_{bal}$  возбуждаемых светом баллистических фотоэлектронов. Часть фотоэлектронов не успевает передать избыточную кинетическую энергию колебаниям решетки полупроводника до столкновения с поверхностью и эмитируется в вакуум с энергией, превышающей энергию фотоэлектронов, термализованных на две зоны проводимости. Поскольку вероятность выхода в вакуум нетермализованных фотоэлектронов выше, чем термализованных, QE возрастает с увеличением  $\hbar\omega$ . Для выяснения относительной роли каждого из двух указанных механизмов увеличения QE с ростом  $\hbar\omega$  были измерены энергетические распределения  $N_e(\varepsilon_{||})$  эмитированных электронов для различных  $\hbar\omega$ . Результаты измерений, выполненных на фотодиоде 2, приве-



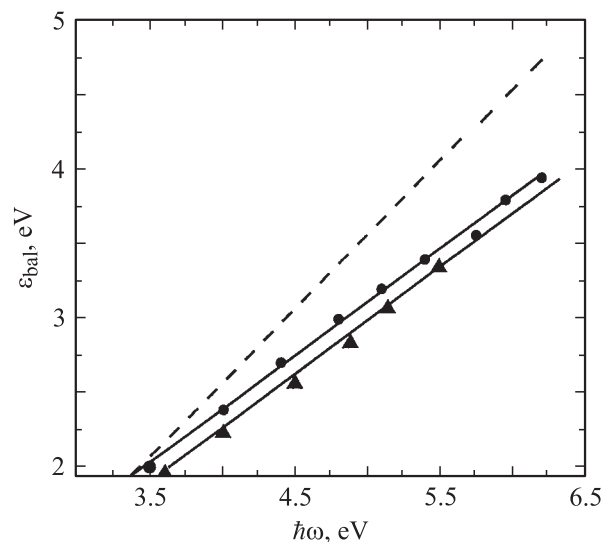
**Рис. 4.** Энергетические распределения эмитированных фотоэлектронов, возбужденных светом с  $\hbar\omega > \varepsilon_g$ . Измерения проводились на фотодиоде 2 при  $T = 293$  К.

дены на рис. 4. Было установлено, что если энергия фотонов превышает  $\varepsilon_g$  не более чем на  $0.2$  eV, то форма  $N_e(\varepsilon_{\parallel})$  не зависит от  $\hbar\omega$ , и это доказывает [5], что в данном спектральном диапазоне вкладом нетермализованных фотоэлектронов в фотоэмиссию можно пренебречь. Следовательно, увеличение QE с ростом  $\hbar\omega$  в интервале  $3.4 \leq \hbar\omega \leq 3.6$  eV объясняется только увеличением эффективности сбора термализованных электронов эмитирующей поверхностью из-за уменьшения глубины поглощения света. При  $\hbar\omega > 3.6$  eV форма распределения  $N_e(\varepsilon_{\parallel})$  оказывается зависящей от  $\hbar\omega$  из-за увеличения вклада в фотоэмиссию „горячих“ фотоэлектронов. Из рис. 4 следует, что наибольшие изменения  $N_e(\varepsilon_{\parallel})$  при увеличении  $\hbar\omega$  наблюдаются на высокоэнергетическом крыле распределения. Для проведения количественного анализа наблюдаемых изменений ограничим высокоэнергетическое крыло распределения диапазоном значений, лежащим в интервале  $10^{-3} - 10^{-4}$  от максимума. Тогда из рис. 4 следует, что форма крыла в указанном интервале достаточно хорошо описывается экспонентой, причем показатель экспоненты не зависит от  $\hbar\omega$ , а все изменения распределения  $N_e(\varepsilon_{\parallel})$  в области крыла хорошо описываются его сдвигом в сторону больших значений кинетической энергии фотоэлектронов. Зависимости положений крыла распределения  $N_e(\varepsilon_{\parallel})$  от энергии фотонов, измеренные на двух отобранных фотодиодах, показаны на рис. 5. Сплошными линиями на этом рисунке показаны зависимости энергии баллистических фотоэлектронов  $\varepsilon_{\text{bal}}(\hbar\omega)$  от энергии фотонов. Эта зави-

симость была рассчитана из следующего соотношения:

$$\varepsilon_{\text{bal}}(\hbar\omega) = \frac{\hbar\omega - \varepsilon_g}{1 + m_e^*/m_h^*} + |\chi^*|, \quad (1)$$

где  $|\chi^*|$  — абсолютное значение эффективного отрицательного сродства исследуемого фотоэмиттера, а  $m_e^*$  и  $m_h^*$  — эффективные массы электронов и дырок соответственно. При расчете  $\varepsilon_{\text{bal}}(\hbar\omega)$  мы использовали величины  $|\chi^*|$ , измеренные экспериментально по ширине распределения  $N_e(\varepsilon_{\parallel})$  [10], значение  $m_e^*$ , равное  $0.22m_0$ , было взято из литературы [12,13], а величина  $m_h^*$ , служившая единственным подгоночным параметром, была определена из условия наилучшего согласия измеренных и рассчитанных зависимостей  $\varepsilon_{\text{bal}}(\hbar\omega)$ . Отметим, что наклоны зависимостей  $\varepsilon_{\text{bal}}(\hbar\omega)$ , измеренные на фотоэмиттерах со существенно различными концентрациями дефектов, оказались одинаковыми. Смещение расчетных зависимостей  $\varepsilon_{\text{bal}}(\hbar\omega)$  по шкале энергий для двух фотоэмиттеров обусловлено различием величин  $|\chi^*|$ . Отметим, что данное смещение не влияет на погрешность определения  $m_h^*$ . Величина  $m_h^*$ , определенная таким способом, оказалась равной  $(0.60 \pm 0.15)m_0$ . Для соотношения полученного значения  $m_h^*$  со структурой валентной зоны GaN необходимо сделать несколько пояснений. Во-первых, в геометрии нашего эксперимента направление волнового вектора падающего света параллельно оси  $c$  кристаллической решетки GaN, а вектор поляризации перпендикулярен этой оси. В такой геометрии разрешены оптические переходы из всех трех подзон  $A, B$  и  $C$  валентной зоны GaN [14]. Во-вторых, баллистические фотоэлектроны в момент фоторождения имеют собственные угловые распределения, но наиболь-



**Рис. 5.** Зависимость энергии баллистических фотоэлектронов  $\varepsilon_{\text{bal}}$  от энергии фотонов возбуждающего света при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$ . Экспериментальные значения получены на фотодиодах 1 (треугольники) и 2 (кружки). Сплошные линии рассчитаны по формуле (1), штриховая линия рассчитана по формуле  $\varepsilon_{\text{bal}} = \hbar\omega - \varepsilon_g + |\chi^*|$ .

шую вероятность бесстолкновительного выхода в вакуум имеют те из них, квазиимпульс которых в момент фоторождения был направлен в сторону поверхности, т. е. вдоль оси  $c$ . Наконец, в-третьих, необходимо учесть, что величина расщепления двух верхних подзон  $A$  и  $B$  составляет по разным данным [15] 5–12 meV, что меньше энергетического разрешения нашего метода. Третья подзона  $C$  отщеплена кристаллическим полем на 30–40 meV от подзон  $A$  и  $B$ , и это расщепление быстро возрастает с увеличением волнового вектора дырок в направлении  $\Delta$ . Кроме того, мы учли, что в геометрии нашего эксперимента вероятности оптических переходов из подзон  $A$  и  $B$  с точностью до 50% совпадают, а вероятность переходов из подзоны  $C$  в несколько раз ниже [16]. Исходя из этого полагаем, что полученное значение  $m_h^*$  соответствует среднему значению эффективной массы подзон  $A$  и  $B$ , измеренному вдоль направления  $\Delta$  в зоне Бриллюэна. Измеренное нами значение эффективной массы дырок в подзонах  $A$  и  $B$  хорошо согласуется с величиной  $m_h^* = 0.54m_0$ , полученной из анализа энергий связи свободного  $A$ -экситона и экситона, связанного на нейтральном доноре [17]. Близкое значение  $m_h^* = 0.52m_0$  было получено в [18] путем анализа данных магнетоспектроскопии. В обоих случаях измерялись средние по направлениям значения эффективной массы. С другой стороны, из анализа спектров дифференциального магнитоотражения, в работе [19] была определена дисперсия валентной подзоны  $A$  вдоль направления  $\Delta$  и измерена величина  $m_h^*$ . Оказалось, что  $A$ -зона непараболична, вследствие чего величина эффективной массы изменяется в интервале  $1.2m_0 \leq m_h^* \leq 1.8m_0$  в зависимости от волнового вектора  $\mathbf{K}$ . Заметим, что наши результаты показали с хорошей точностью линейную зависимость  $\varepsilon_{\text{bal}}(\hbar\omega)$ , что свидетельствует об отсутствии заметной непараболичности зон. Причина столь существенных различий непонятна. Большое число экспериментов, посвященных измерению эффективных масс дырок в GaN, было рассмотрено в [20]. Автору этой работы тоже пришлось констатировать очень большой разброс значений  $m_h^*$  в GaN от  $0.3m_0$  [21] до  $2.2m_0$  [22]. Кроме этого, большинство измеренных значений эффективной массы в GaN, в том числе и полученное нами, значительно отличается от результатов теоретических расчетов [23]. Причины этих различий непонятны, и для их объяснения необходимы дополнительные исследования.

#### 4. Заключение

Суммируя результаты работы, подчеркнем, что измерения зависимостей кинетической энергии баллистических электронов от энергии фотонов позволили подтвердить природу начальных состояний электронов, выходящих в вакуум при  $\hbar\omega < \varepsilon_g$ , установить параболический вид законов дисперсии зоны проводимости и валентной зоны вдоль направления  $\Delta$  зоны Бриллюэна

и определить среднюю эффективную массу дырок в подзонах  $A$  и  $B$  вдоль этого направления.

Авторы благодарят D. Gille за помощь в проведении измерений.

#### Список литературы

- [1] J.I. Pankove, H. Schade. Appl. Phys. Lett. **25**, 53 (1974).
- [2] M. Eyckeler, W. Mönch, T.U. Kampen, R. Dimitrov, O. Ambacher, M.J. Stutzmann. J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 2224 (1988).
- [3] C.I. Wu, A. Kahn. J. Appl. Phys. **86**, 3209 (1999).
- [4] F. Machuca, Y. Sun, K. Loakemidi, P. Pianetta. J. Vac. Sci. Technol. B **18**, 3042 (2000).
- [5] Р.Л. Белл. Эмиттеры с отрицательным электронным спродством. Энергия, М. (1978). 192 с.
- [6] S. Uchiyama, Y. Takagi, M. Niigaki, H. Kan, H. Kondoh. Appl. Phys. Lett. **86**, 511 (2005).
- [7] P. Kozodoy, S.P. DenBaars, U.K. Mishra. J. Appl. Phys. **87**, 770 (2000).
- [8] C.H. Qiu, C. Hoggat, W. Melton, M.W. Leksono, J.I. Pankove. Appl. Phys. Lett. **66**, 2712 (1995).
- [9] C. Qiu, J.I. Pankove. Appl. Phys. Lett. **70**, 1983 (1997).
- [10] А.А. Пахневич, В.В. Бакин, Г.Э. Шайблер, С.В. Шевелёв, О.Е. Терещенко, А.С. Ярошевич, А.С. Терехов. Письма в ЖЭТФ **79**, 592 (2004).
- [11] О.Е. Терещенко, Г.Э. Шайблер, А.С. Ярошевич, С.В. Шевелёв, А.С. Терехов, В.В. Лундин, Е.Е. Заварин, А.И. Бесюлькин. ФТТ **46**, 1881 (2004).
- [12] M. Drecher, D.M. Hofmann, B.K. Meyer, T. Detchprohm, H. Amano, I. Akasaki. Jpn. J. Appl. Phys. **13**, L 1178 (1995).
- [13] A.M. Witowski, K. Pakula, J.M. Baranowski, M.L. Sadowski, P. Wyder. Appl. Phys. Lett. **77**, 4154 (1999).
- [14] B. Monemar. In: Semiconductors and semimetals. Vol. 50 / Eds J.I. Pankove, T. Moustakos. San Diego, CA (1998). P. 305.
- [15] M. Razeghi, M. Henini. Optoelectronic Devices: III-Nitrides. Elsevier, Amsterdam (2004).
- [16] R. Kudrawiec, G. Sek, J. Misiewicz, R. Paskiewicz, B. Paszkiewicz, M. Tlaczala. Mater. Sci. Eng. B **96**, 284 (2002).
- [17] C. Merz, M. Kunzer, U. Kaufmann, I. Akasaki, H. Amano. Semicond. Sci. Technol. **11**, 712 (1996).
- [18] D.G. Chtchekine, Z.C. Feng, S.J. Chua, G.D. Gilliland. Phys. Rev. B **63**, 125 211 (2001).
- [19] P.A. Shields. R.J. Nicholas, F.M. Peeters, B. Beaumont, P. Gibrat. Phys. Rev. B **64**, R081 203 (2001).
- [20] B. Šantic. Semicond. Sci. Technol. **18**, 219 (2003).
- [21] A. Salvador, G. Liu, W. Kim, O. Akras, A. Botchlarev, H. Morkoç. Appl. Phys. Lett. **67**, 3322 (1995).
- [22] J.S. Im, A. Moritz, F. Steuber, V. Härle, F. Scholz, A. Hangleiter. Appl. Phys. Lett. **70**, 631 (1997).
- [23] D. Fritsch, H. Schmidt, M. Grundmann, Phys. Rev. B **67**, 235 205 (2003).