

# Исследование дираковских состояний в квантовых ямах HgTe/CdHgTe кристаллографической ориентации (001)

© Ю.Б. Васильев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 3 мая 2024 г.

В окончательной редакции 4 августа 2024 г.

Принята к публикации 30 октября 2024 г.

Циклотронный резонанс в квантовых ямах HgTe/HgCdTe (001) различной ширины изучается с помощью терагерцовой фурье-спектроскопии. Из результатов измерений получены значения эффективных масс носителей заряда и энергии переходов между уровнями Ландау нескольких подзон размерного квантования. Определенные из экспериментов величины межподзонных энергий сравниваются с теоретическими значениями.

**Ключевые слова:** циклотронный резонанс, фурье-спектроскопия, квантовые ямы HgTe/HgCdTe.

DOI: 10.61011/FTP.2024.09.59310.6541A

## 1. Введение

Топологический изолятор — это новое состояние вещества, характеризующееся наличием запрещенной зоны в объеме и бесщелевыми проводящими краевыми или поверхностными состояниями. Хорошо изученными топологическими изоляторами являются квантовые ямы HgTe/CdHgTe. Обнаружено, что в квантовых ямах HgTe/CdHgTe наблюдается фазовый переход от нормального изолятора к топологическому изолятору при превышении ширины квантовой ямы критической величины  $d_c = 6.3$  нм [1]. Исследования циклотронного резонанса (ЦР) в квантовых ямах HgTe докладывались в большом числе работ [2–9]. Основная часть таких измерений проводилась для квантовых ям с кристаллической ориентацией (013). Для квантовых ям (001) подробные исследования ЦР не проводились, за исключением квантовых ям критической ширины [9]. Согласно теоретическим расчетам [10], энергетические спектры для ям с разными кристаллическими ориентациями должны заметно различаться, но экспериментального подтверждения этого нет. В данной работе выполнены исследования ЦР, из которых получены оценки параметров для ям HgTe/CdHgTe различной ширины с кристаллографической ориентацией (001).

## 2. Образцы и методика эксперимента

Четыре образца, исследуемых в данной работе (табл. 1), были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в одинаковых условиях роста и содержат квантовые ямы HgTe/Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te с шириной ямы 6, 7, 8 и 21 нм. Образцы имеют *n*-тип проводимости с концентрацией носителей в диапазоне  $(1–5) \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup> и подвижностью  $\sim 10^5$  см<sup>2</sup>/(В·с). Спектры ЦР были получены с помощью фурье-спектрометра в спектраль-

ном диапазоне 20–900 см<sup>-1</sup> с использованием неполяризованного света. Подложка образца была сточена под углом  $\sim 3^\circ$ , чтобы избежать интерференционных эффектов. Магнитное поле прикладывалось в направлении роста структур, измерения проводятся в геометрии Фарадея при температуре 4 К. Спектры поглощения измерялись с разрешением 1 см<sup>-1</sup> и нормировались на сканы при  $B = 0$ .

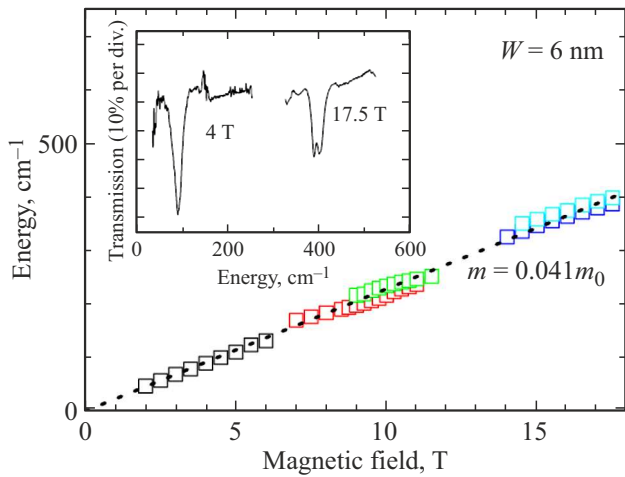
## 3. Обсуждение результатов

Основные результаты нашего исследования представлены на рис. 1 и 2, где квадратами показаны экспериментально измеренные энергии линий поглощения от магнитного поля для образцов с нормальной и инвертированной зонной структурой соответственно. На рис. 1 показана зависимость энергии линий поглощения от магнитного поля для образца с шириной ямы 6 нм. На вставке показаны типичные спектры пропускания для двух значений приложенного магнитного поля. В полях  $< 6$  Тл наблюдается только одна мода поглощения, приписываемая электронному ЦР в квантовой яме HgTe. Из энергий ЦР определена эффективная масса, равная  $0.041m_0$ , что соответствует значениям, указанным в

Таблица 1. Параметры квантовых ям HgTe/CdHgTe\*

Образец	$W$	$\mu$	$n_{2D}$	$m$
6	6	12.6	2.7	0.041
7	7	10	1.2	0.028
8	8	9.5	1.7	0.025
21	21	61	4	0.019

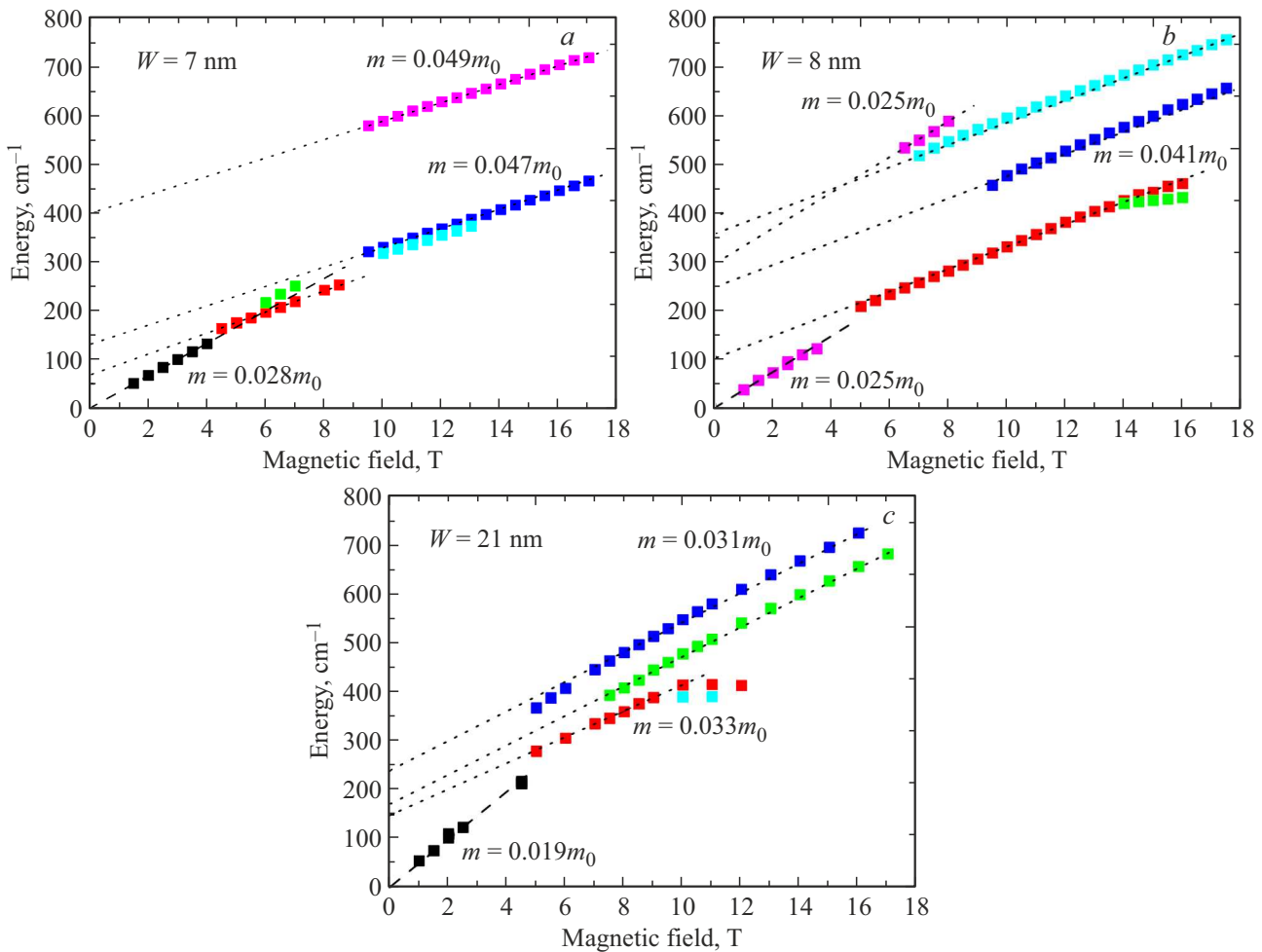
*Примечание.* \* Ширина КЯ  $W$  — в нм, подвижность — в единицах  $10^4$  см<sup>2</sup>/(В·с);  $n_{2D}$  —  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>;  $m$  — эффективная масса носителей, определяемая из ЦР как  $m/m_0$ .



**Рис. 1.** Зависимости энергии линий поглощения от магнитного поля для образца 6 с нормальной зонной структурой. Квадраты — экспериментальные данные. Пунктирная линия соответствует ЦР носителей с эффективной массой  $0.041m_0$ . На вставке — спектры пропускания образца 6 для значений магнитного поля 4 и 17.5 Тл.

литературе, но намного больше, чем объемная масса электрона  $0.02m_0$ . В магнитных полях  $> 9$  Тл видно расщепление линии ЦР, что связано с переходами между различными парами уровней Ландау. Такое расщепление характерно для двумерных электронных систем в узкозонных полупроводниковых структурах, характеризующихся сильной непараболичностью зоны проводимости.

Более сложные спектры поглощения наблюдаются для образцов с инвертированной зонной структурой. Зависимости энергии линий поглощения от магнитного поля представлены на рис. 2 для трех образцов с шириной ямы 7, 8 и 21 нм. Все три образца демонстрируют качественно схожие зависимости энергии линий поглощения от магнитного поля. Спектры состоят из нескольких (более двух) явно различных мод. Начальная часть (при магнитных полях до 5–6 Тл) графиков на рис. 2 представляет собой линию ЦР, проходящую через начало координат и характеризующуюся линейной зависимостью энергии от магнитного поля. Линия ЦР теряет свою интенсивность с увеличением магнитного поля и в полях  $> 6$  Тл исчезает. Вместо нее появляются новые



**Рис. 2.** Зависимости энергии линий поглощения от магнитного поля для образцов с инвертированной зонной структурой. Квадраты — экспериментальные данные. Для образца 8 одинаковым (сиреневым) цветом закрашены символы, соответствующие переходам между уровнями с одинаковым наклоном в магнитном поле. Штриховые и пунктирные линии показывают энергии ЦР и межподзонных переходов: *a* — для образца 7, *b* — для образца 8, *c* — для образца 21.

**Таблица 2.** Межподзонные энергии в квантовых ямах HgTe/CdHgTe, полученные из подгонки экспериментальных данных и рассчитанные [11]

QW ширина, нм	$E1 - H1$	$E1 - H2$	$H1 - H2$	$H1 - H3$	$H1 - H4$	$P1$	$P2$	$P3$
	расчет, мэВ					эксперимент, мэВ		
6	4	71	67				4	
7	18	33	51			50	16	9
8	36	7	43			45	31	13
21	86	83	3	6	9	29	21	18

моды другой природы. Они также линейны относительно магнитного поля, но смещены по энергии относительно линии, проходящей через начало координат. Энергетическое разделение между такими модами поглощения кажется независимым от поля, и моды идут примерно параллельно друг другу с увеличением магнитного поля.

Эффективные массы носителей, определенные по наклону линий, указаны на графиках на рис. 2 и в табл. 1. Явно видна зависимость массы носителей заряда от ширины ямы. Эффективная масса в широкой яме (21 нм) равна  $0.019m_0$ , что примерно совпадает с эффективной массой электронов в объемном HgTe ( $0.02m_0$ ). Это указывает на то, что носителями в наших образцах являются электроны. Особый интерес представляют высокочастотные дополнительные моды. Зависимость энергий этих мод от магнитного поля отличается от поведения циклотронного резонанса. Оставшаяся часть данного исследования посвящена изучению особенностей этих мод.

В сильных полях зависимости на рис. 2 (точечные кривые) можно описать линейным уравнением  $E(B) = P + AB/m$  с двумя подгоночными параметрами  $P$  (см<sup>-1</sup>) и  $m$  (как часть  $m_0$ ). В пределах точности подгонки полученное значение эффективной массы заведомо не равно значению, измеренному непосредственно по ЦР в слабых магнитных полях. Даже если принять во внимание непараболичность зоны проводимости, высокочастотные моды вряд ли можно объяснить поглощением ЦР внутри одной подзоны. Наблюдаемые особенности этих мод указывают, что они обусловлены переходами между уровнями Ландау, принадлежащими разным подзонам. С ростом магнитного поля увеличивается энергия квантования электронов и меняется заполнение уровней различных подзон и, как следствие, носители заряда перераспределяются между ними, получая возможность совершать более высокоэнергетические переходы при поглощении света. Это означает, что дополнительные моды становятся видимыми с увеличением магнитного поля, когда опустошаются состояния с более высокой энергией. Энергии межподзонных переходов оценивались путем экстраполяции измеренных энергетических зависимостей к  $B = 0$ , и результаты приведены в табл. 2. Также в табл. 2 представлены рассчитанные теоретически [11] значения энергетических расстояний между различными подзонами. Экспериментально опре-

деленные межподзонные энергии  $H1-E1$  и  $H2-H1$ , где индексы  $H$  и  $E$  означают дырочные и электронные состояния соответственно, согласуются с теоретически рассчитанными значениями [11] для образцов 6, 7 и 8. Как видно из табл. 2, измеренная энергия линии  $P2$  для образцов 6, 7 и 8 находится в хорошем согласии с рассчитанной энергией переходов  $E1-H1$ , а линия  $P1$  соответствует переходам  $H1-H2$  для образцов 7 и 8. Для образца 21 рассчитанные значения энергий подзон получены экстраполяцией данных работы [11].

## 4. Заключение

Из результатов измерений циклотронного резонанса в квантовых ямах HgTe/HgCdTe (001) получены значения эффективных масс носителей заряда и энергии переходов между уровнями Ландау нескольких подзон размерного квантования, которые согласуются с теоретически рассчитанными значениями для ям шириной 6–8 нм.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у него нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, J.-W. Luo, A. Zunger. Phys. Rev. B, **91** (8), 081302(R) (2015).
- [2] A.V. Ikonnikov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, V.Y. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, O. Drachenko, M. Helm, J. Wosnitza, M.Goiran. Semicond. Sci. Technol., **26** (12), 125011 (2011).
- [3] Д.А. Козлов, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, J.C. Portal. Письма ЖЭТФ, **93** (3), 186 (2011).
- [4] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretzkii. Phys. Rev. B, **86** (20), 205420 (2012).
- [5] А.А. Грешнов, Ю.Б. Васильев, Н.Н. Михайлов, Г.Ю. Васильева, Д. Смирнов. Письма ЖЭТФ, **97** (2), 108 (2013).
- [6] J. Ludwig, Y.B. Vasilyev, N.N. Mikhailov, J.M. Poumirol, Z. Jiang, O. Vafek, D. Smirnov. Phys. Rev. B, **89** (24), 241406 (2014).

- [7] A.M. Shuvaev, V. Dziom, N.N. Mikhailov, Z.D. Kvon, Y. Shao, D.N. Basov, A. Pimenov. *Phys. Rev. B*, **96** (15), 155434 (2017).
- [8] A. Shuvaev, V. Dziom, J. Gospodarič, E.G. Novik, A.A. Dobretsova, N.N. Mikhailov, Z.D. Kvon, A. Pimenov. *Nanomaterials*, **12** (14), 2492 (2022).
- [9] M. Orlita, K. Masztalerz, C. Faugeras, M. Potemski, E.G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, L. W. Molenkamp. *Phys. Rev. B*, **83** (11), 115307 (2011).
- [10] М.В. Дурнев, Г.В. Будкин, С.А. Тарасенко. *ЖЭТФ*, **162** (4), 570 (2022).
- [11] M. König, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, T. L. Hughes, C.-X. Liu, X.L. Qi, S.C. Zhang. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **77**, 031007 (2008).

*Редактор Г.А. Оганесян*

## **Study of Dirac states in HgTe/CdHgTe quantum wells of crystallographic orientation (001)**

*Yu.B. Vasilyev*

loffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Cyclotron resonance in HgTe/HgCdTe (001) quantum wells of various widths is studied using terahertz Fourier transform spectroscopy. From the measurement results, the values of the effective masses of charge carriers and the energies of transitions between Landau levels of several size quantization subbands were obtained. The values of intersubband energies determined from experiments are compared with theoretical values.