

О статье «Двумерные безмассовые электроны в инверсном контакте». Б.А. Волков, О.А. Панкратов, 1985 г.

О.А. Панкратов

University of Erlangen-Nürnberg, Germany

Открытие топологических изоляторов [1] и последующий всплеск интереса к топологически устойчивым электронным состояниям на поверхностях и границах раздела в твердых телах сослужили хорошую службу нашей статье 1985 года [2]. То, что в 1985 году представлялось интересной но экзотической возможностью, оказалось предвестником нового квантового типа материи. Более того, полупроводниковые соединения с инверсией зон  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , которые мы рассматривали в качестве модельной системы, в самом деле оказались топологическими изоляторами [3].

Динамика Блоховских электронов может радикально отличаться от поведения свободных Шредингеровских частиц. Так, в полупроводниках с узкой запрещенной зоной доминируют две близлежащие ветви спектра, зона проводимости и валентная зона. Эти зоны хорошо описываются релятивистским спектром Дирака, причем ширина запрещенной зоны  $\varepsilon_g$  играет роль  $2mc^2$ . Однако в отличие от «настоящих» Дираковских частиц здесь важна не только величина но и *знак*  $\varepsilon_g$  определяющий взаимное расположение зон. Последнее физически наблюдаемо, поскольку края зон «помечены» различной симметрией Блоховских волновых функций. Так, в  $PbTe$ , зона проводимости нечетна, а валентная зона четна. В этом случае, по соглашению,  $\varepsilon_g > 0$  и имеет место «нормальное» расположение зон. Напротив, в  $SnTe$  зоны инвертированы т.е. «четная» зона лежит выше «нечетной» и  $\varepsilon_g < 0$ . Вопрос, которым мы с Б.А. Волковым задались в 1985 году был: что произойдет если привести в контакт два материала со взаимно инвертированными зонами? Подобный «инверсный» контакт можно было бы осуществить, например, меняя по мере роста кристалла состав в сплавах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  где зоны инвертируют с увеличением содержания олова. Ответ дает решение уравнения Дирака с пространственно зависящей запрещенной зоной  $\varepsilon_g(z)$ . Оказалось, что независимо от конкретного вида функции  $\varepsilon_g(z)$  это уравнение всегда имеет локализованное на границе раздела решение – при единственном условии что  $\varepsilon_g(z)$  меняет знак на этой границе. В (идеальной) плоскости контакта решение, разумеется, представляет собой плоскую волну. При этом энергия линейно зависит от импульса – в точности как у «дираковских» электронов в графене [4]. Однако в отличие от графена спиновая структура этих состояний фиксирована т.е. имеет место гигантское спиновое расщепление. Ввиду отсутствия спиновой степени свободы динамика двумерных пограничных частиц описывается уравнением Вейля. Таким образом, эти состояния обладают всеми свойствами поверхностных состояний в топологических изоляторах [1]. Последние были в то время, разумеется, неизвестны. В своей работе мы отметили лишь сходство с солитонными состояниями в одномерных Пайерлсовских цепочках [5].

Во второй части статьи мы нашли уровни Ландау пограничных состояний в поперечном к плоскости контакта магнитном поле. Простое вычисление дает неэквидистантный спектр  $\varepsilon(n) = \pm (\sqrt{2n}\hbar v)/L$  где параметр  $v$  аналогичен скорости света в релятивистском Гамильтониане и  $L$  – магнитная длина. Эта формула впоследствии многократно обсуждалась в

связи с аномальным квантовым эффектом Холла в графене [4]. Из спектра уровней Ландау легко находится диамагнитная восприимчивость и квантовые осцилляции магнитного момента которые, как мы тогда надеялись, могли бы помочь идентифицировать вейлевские пограничные состояния в эксперименте.

Насколько мне известно, инверсный контакт на основе  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  так и не был синтезирован. Зато в 2007 году появилось экспериментальное сообщение [6] о первом топологическом изоляторе - «инверсной» квантовой яме  $CdTe/HgTe/CdTe$ . В самом деле, в сплавах  $Cd_{1-x}Hg_xTe$  также имеет место инверсия зон и, следовательно, возможны вейлевские состояния. Эту возможность мы тоже обсуждали в публикации 1987 года [7]. Здесь ситуация несколько усложнена тем, что одна из инвертирующих зон вырождена (содержит ветви тяжелых и легких дырок) благодаря чему инверсное состояние (реализующееся, например, в  $HgTe$ ) является металлом или, точнее, полупроводником с нулевой запрещенной зоной. Это не благоприятно для существования хорошо определённых пограничных состояний. Преимущество квантовой ямы в том, что здесь пространственное квантование расщепляет вырожденную зону так что система становится изолятором и топологические состояния на ее гранях хорошо определены.

Возвращаясь к  $Pb_{1-x}Sn_xTe$ , теперь стало ясно, что здесь вовсе нет необходимости синтезировать инверсный контакт чтобы увидеть вейлевские состояния. Достаточен «контакт» с вакуумом т.е. поверхность! Поскольку «заинверсный» материал  $SnTe$  сам по себе является топологическим изолятором, на его поверхности всегда существуют вейлевские состояния. Их топологическая устойчивость (несмотря на четное число зонных экстремумов в зоне Бриллюэна) гарантирована симметрией кристалла [8].

Таким образом, модель, рассмотренная нами почти 30 лет назад, оказалась первым примером топологического изолятора. Происхождение топологической нетривиальности зонного спектра здесь легко проследить опираясь на теорию сильной связи [9,10] которую мы с Б.А. Волковым развивали для полупроводников этого класса в начале 80-х годов и которая натолкнула нас на вопрос: что произойдет если привести в контакт два полупроводника с противоположными знаками запрещенной зоны?

[1] M.Z. Hasan and C.L. Kane, Rev. Mod. Phys. **82** (2010) 3045.

[2] B.A. Volkov and O.A. Pankratov, JETP Letters **42**, 145 (1985)

[3] Y. Tanaka, Zhi Ren, T. Sato, K.Nakayama, S. Souma, T.Takahashio, K.Segawa, and Y. Ando, Nature Phys. **8** (2012) 800.

[4] Castro Neto, A.H.F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, and A.K.Geim, Rev. Mod. Phys. **81** (2009) 109.

[5] S.A. Brazovskii, Zh.Eksp. Theor. Fiz. **78** (1980) 677 [Sov. Phys. JETP **51** (1980) 342.

[6] M. Koenig, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, T. Hughes, C.X. Liu, X.L. Qui, and S.C. Zhang, Science, **318** (2007) 766.

[7] O.A. Pankratov, S.V. Pakhomov, and B.A. Volkov, Solid State Comm. **61** (1987) 93.

[8] T.H. Hsieh, H. Lin, J. Liu, W. Duan, A. Bansil, and L. Fu, Nature Comm. **3** (2012) 982.

[9] B.A. Volkov and O.A. Pankratov, Zh.Eksp. Theor. Fiz. **75** (1978) 1362 [Sov. Phys. JETP **51** (1980) 34.

[10] B.A. Volkov, O.A. Pankratov, and A.V. Sazonov, Zh.Eksp. Theor. Fiz. **85** (1983) 1395 [Sov. Phys. JETP **51** (1980) 34.