1966 г. Сентябрь *Том 90, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПЛАЗМА ТВЕРДОГО ТЕЛА *)

А. Чайновет, С. Бухсбаум

Около двадцати лет назад Раземан [1] и Ланг [2] пропускали через тонкую алюминиевую фольгу моноэнергетический пучок электронов с энергией порядка нескольких *кэв* и измеряли энергетическое распределение выходивших электронов. Они заметили, что, в то время как большая часть пучка проходила через фольгу без заметных потерь энергии, имелась выделенная группа электронов, терявших энергию приблизительно 15 *эв*. Если алюминий заменялся на другой металл, то наблюдалось то же самое явление, однако характеристические потери энергии менялись от металла к металлу. Объяснения этого эффекта не пришлось ждать долго [3]. Оказалось, что часть электронов теряла определенное количество энергии на возбуждение продольных плазменных колебаний внутри металла на частоте ω_p, характеристической для каждого данного металла. Величина теряемой энергии равна электронному «кванту» энергии $\hbar\omega_p$, где $\hbar$ — постоянная Планка. Пайнс [4] назвал этот квант плазмоном. Эксперимент [1, 2] и его теоретическая интерпретация, данная Бомом и Пайнсом [3], явились началом исследования плазмы твердого тела.

Термин «плазменные эффекты в твердых телах» охватывает в настоящее время все эффекты, являющиеся результатом коллективного отклика электронного газа в твердых телах на внешнее возбуждение. В этих исследованиях теория газовой плазмы как сплошной среды комбинируется с квантовыми эффектами и эффектами зонной структуры твердых тел. Результирующая смесь чрезвычайно богата новыми физическими явлениями, которые могут быть использованы и уже используются для дальнейшего понимания обеих областей. Исследование плазмы твердого тела получило бурное развитие в последние годы, и в настоящее время эта область является одной из наиболее оживленных в физике твердого тела. Ряд факторов способствовал внезапному повышению интереса к этой области. Только недавно научились получать достаточно чистые материалы, дающие возможность проведения разнообразных экспериментов в этой области. Однако наиболее важной причиной этого бурного интереса было, вероятно, то, что при определенных условиях внутри твердого тела возможно распространение медленных электромагнитных волн, начиная от звуковых частот и вплоть до радио- и микрочастот [5]. Эти волны и связанные с ними явления привлекли внимание как тех физиков, которые искали удобные и недорогие средства для изучения плазмы, так и физиков, которые искали новые методы изучения зонной структуры, а также физиков-технологов, почувствовавших возможные технические приложения.

---

*) A. G. Chynoweth and S. J. Buchsbaum, Solid-State Plasma, Phys. Today, № 11, 26 (1965). Перевод В. В. Владимирова.

Вообще говоря, исследования плазменных явлений в твердых телах находятся на той стадии, когда понимание коллективных явлений в твердых телах основано на тех знаниях, которые были накоплены в физике плазмы.

Однако большое разнообразие основных плазменных параметров, имеющихся или потенциально возможных в твердых телах (что связано с квантовыми эффектами или эффектами зонной структуры), быстро сдвигает предмет плазменных исследований в твердых телах с арены чистого плагиата и обеспечивает ему собственное место в общей проблеме физики твердого тела. Предмет достаточно богат и нов, чтобы вызвать волнение первооткрывателя; наше знание его не настолько велико, чтобы отсутствовал живой элемент удивления и открытия.

Что же дает плазма твердого тела по сравнению с газоразрядной плазмой? В настоящей статье мы попытаемся ответить на этот вопрос, дав обзор некоторых аспектов плазменных явлений в твердых телах, которые привлекают к себе в настоящее время пристальное внимание. Сюда относятся в первую очередь распространение волн, колебания, неустойчивости и связанные с ними явления.

Другие области исследований (мы не включили их в этот обзор) касаются экспериментов, которые повторяют аналогичные работы в газоразрядной плазме и, в частности, в термоядерных исследованиях. Хорошим примером является винтовая неустойчивость [6] (образец, в котором возбуждается эта неустойчивость, иногда называют «осцилистором»), которая тесно связана с неустойчивостью Кадомцева [7], наблюдаемой в газовом разряде. Другой пример — работы по изучению пинч-эффекта в твердых телах [8]. Даже в этом случае имеются эффекты решетки, которые приводят к новым явлениям, таким, как электронно-дырочная рекомбинация и термическое пинчевание [9]. Недавно Анкер-Джонсон [10] в серии остроумных экспериментов пыталась установить удержание и повышенную устойчивость плазмы в различного рода экзотических магнитных бутылках, таких, как «минимум B» (конфигурации Иоффе [11]) или «максимум $\int \frac{dl}{B}$» (тороидальные конфигурации Фюрта и Розенблюта [12]), и все это в кристаллах антимонида индия соответствующей формы. В конфигурациях «минимум B» абсолютное значение магнитного поля отлично от нуля и увеличивается во всех направлениях от некоторой точки. Плазма, находящаяся в такой магнитной яме, обладает повышенной гидромагнитной устойчивостью [13]. В замкнутой, конкретнее, тороидальной системе потенциальная яма — «минимум B» — топологически невозможна в вакууме. Отсюда возникли различные конфигурации, в которых частица испытывала бы средний «минимум B». Основанная на этом концепция получила название принципа «максимума $\int \frac{dl}{B}$», где контур интегрирования проходит вокруг системы.

Проведенные аналогии интересны. Однако неясно, в какой мере можно моделировать реальные плазменные установки метровых габаритов, стоящие миллионы долларов, полупроводниковыми системами, умещающимися на дайме (десятицентовая монета). Проблема в действительности заключается в соотношении длин свободного пробега; в газовой плазме соотношение гигантское, в твердых телах ничтожно мало. Мы должны подчеркнуть, что твердотельная и газовая плазма в действительности не подобны друг другу. Различия между ними разнообразнее и многочисленнее, чем их аналогии. И безусловно, мотивы исследований в обеих областях и проблемы, изучаемые в настоящее время, сильно различаются.

Прежде чем начать эксперимент с газоразрядной плазмой, физик должен создать эту плазму. Зачастую это выполняется весьма мощными средствами, в результате чего газоразрядная плазма далека от теплового равновесия со своим лабораторным окружением и разваливается вследствие одной или нескольких из мириада возможных неустойчивостей, которые способствуют ее утечке. Таким образом, центральная проблема в современных газоразрядных плазменных исследованиях — это проблема подавления всех известных (а также и неизвестных) неустойчивостей.

В твердых телах, более конкретно в металлах, полуметаллах, полупроводниках, природа обеспечила нас почти свободным газом заряженных частиц, который обладает многими атрибутами классической газовой плазмы. Этот газ отличается от обычной лабораторной газовой плазмы в одном очень важном отношении — он абсолютно устойчив. Следовательно, здесь проблема не в том, как получить и удержать плазму, а что делать с уже имеющейся плазмой. Например, как вывести ее из теплового равновесия и создать неустойчивости, которые можно было бы затем использовать.

Возбуждение неустойчивостей и изучение распространения волн в плазме твердого тела составляют бóльшую часть исследований в этой области.

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛАЗМЫ

Как мы уже говорили, одной из основных проблем газовой плазмы является проблема ее создания (обычно ее получают электрическим пробоем газа). Многие типы плазмы твердого тела создаются ударной ионизацией, но для ряда целей современных исследований пригодна плазма, образуемая электронами и дырками, уже существующими в полупроводниках, полуметаллах и металлах. Это разнообразие исходных материалов позволяет иметь плазму с такими параметрами, которые невозможны в газе. Например, строгое равенство между плотностями подвижных положительных и отрицательных зарядов не является больше необходимым. Такое равенство все же существует в полуметаллах, собственных полупроводниках и некоторых металлах, но многие металлы и вырожденные полупроводники содержат плазму, состоящую из электронного газа, нейтрализованного неподвижной ионной матрицей. Последняя воздействует на свойства плазмы только через собственные колебания (фононы). Плазма в полупроводниках крайне разнообразна: в несобственных полупроводниках присутствует либо электронный газ, либо газ положительных дырок в зависимости от типа образца (n- или p-тип); нескомпенсированная плазма с неравными плотностями подвижных положительных и отрицательных зарядов может быть получена при помощи контроля относительных величин собственной и несобственной проводимостей (в полуметаллах для создания неравных плотностей носителей можно использовать примеси). Кроме того, в полупроводниках плотности электронов и дырок могут контролироваться техникой инжекции различных типов. Обычно используемый метод — ударная ионизация без применения инжектирующих контактов (p — n-переходы); для создания электронно-дырочной плазмы используются также электронная бомбардировка и свет.

К несчастью, не каждый газ заряженных частиц является плазмой. Чтобы такой газ проявлял плазмоподобные свойства, он должен удовлетворять определенным требованиям. Наиболее важное из них касается экранировки кулоновского взаимодействия. В истинной плазме кулоновское поле заряженной частицы (скажем, электрона) экранируется другими заряженными частицами в непосредственной близости от этой

частицы. В классической плазме, подчиняющейся статистике Больцмана, расстояние экранирования определяется дебаевским радиусом, а в плазме, подчиняющейся статистике Ферми — Дирака,— радиусом Ферми — Томаса. Расстояние экранирования должно быть больше расстояния между соседними частицами, так как иначе оно теряет физический смысл. Условие того, что радиус экранирования превышает расстояние между частицами, сводится к тому, что кинетическая энергия (kT для больцмановской плазмы и энергия Ферми E_F для вырожденной плазмы) частиц превышает потенциальную, обусловленную кулоновским взаимодействием. Для плазмы, подчиняющейся статистике Больцмана, это условие выполняется для горячего разреженного газа; газоразрядная плазма, будучи горячей и разреженной, обычно удовлетворяет ему очень хорошо. В твердых телах это не так. Даже при наиболее благоприятных обстоятельствах условие экранировки едва удовлетворяется в большинстве плазм твердого тела, которые подчиняются статистике Больцмана. Если диэлектрическая постоянная решетки велика (как это имеет место в большинстве полупроводников), то это условие выполняется лучше, поскольку большая диэлектрическая постоянная уменьшает потенциальную энергию. В вырожденной плазме условие экранировки зависит только от плотности заряда N, эффективной массы m^* и статической диэлектрической постоянной ε и не зависит от температуры. Это условие имеет вид

$$\frac{1}{2}\left(\frac{3\pi}{2}\right)^{3/2}\left(\frac{\varepsilon m_0}{m^*}\right)^{3/2}(a_0^3N)^{1/2}>1,$$

где a_0 — боровский радиус. В металлах, где $\varepsilon \simeq 1$ и $m^* \simeq m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), оно не выполняется. Это значит, что в металлах электронный газ подобен жидкости, потенциальная энергия которой больше кинетической, и эффекты электрон-электронного взаимодействия в ней сильны. Однако эти эффекты, известные как эффекты ферми-жидкости, играли до сих пор относительно несущественную роль при рассмотрении макроскопических свойств плазмы; наибольшее влияние их проявляется в небольшом изменении эффективной массы носителей. Другие аспекты эффектов ферми-жидкости, такие, как влияние их на форму линий циклотронного резонанса, рассматривались теоретически [14, 15], но остаются не исследованными экспериментально.

В вырожденных полупроводниках и полуметаллах условие экранировки выполняется гораздо лучше, что связано с малостью эффективной массы носителей m^* и большими ε. Например, это условие хорошо выполняется в висмуте, где $\varepsilon \cong 100$, $m^* \simeq 0{,}01\, m_0$, $\left(\frac{\varepsilon m_0}{m^*}\right)^{3/2} \simeq 10^6$, что более чем достаточно, хотя плотность носителей в висмуте только $\sim 2\cdot 10^{17}$ $см^{-3}$.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Прежде чем дать обзор основных работ в области плазменных явлений в твердых телах, мы сравним некоторые основные параметры (такие, как плотность заряда, средняя длина свободного пробега, распределение по скоростям и величина эффективной массы носителей) плазмы газового разряда и твердого тела.

Одна из основных особенностей плазмы твердого тела состоит в том, что плотность носителей в ней может изменяться менее чем от 10^{13} $см^{-3}$ в чистых полупроводниках вплоть до 10^{22} на $см^3$ в металлах. Следовательно, плазменная частота

$$\omega_p=\left(\frac{4\pi Ne^2}{m^*}\right)^{1/2}$$

может изменяться от микроволновых до ультрафиолетовых частот. Более

того, плотность в полупроводниках может быть по желанию изменена путем изменения концентрации доноров или акцепторов. И наоборот, в плазме газового разряда очень трудно превысить плотность заряда 10^{14} *см*$^{-3}$. Как мы увидим, высокие плотности носителей, достижимые в плазме твердого тела, допускают распространение волн, фазовые скорости которых настолько малы, что даже на звуковых частотах их длины малы по сравнению с размерами кристалла.

Длины свободного пробега электронов в плазме газового разряда изменяются от долей миллиметра до многих метров с соответственно относительно большими временами свободного пробега. В твердых телах

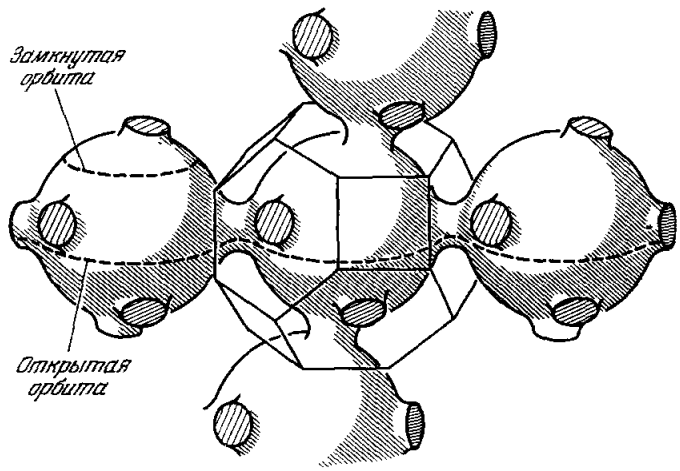

Рис. 1. Модель Ферми-поверхности серебра.

Когда магнитное поле лежит в плоскости (111) и составляет угол около 15° с направлением ⟨1$\bar{1}$0⟩, то в дополнение к замкнутым, почти круговым траекториям имеется одна полоса открытых траекторий, среднее направление которых параллельно оси ⟨111⟩, как показано на рисунке.

редко можно найти времена соударений τ, бо́льшие 10^{-10} *сек*, или длины свободного пробега, бо́льшие чем 10^{-2}—10^{-1} *см*, хотя было обнаружено недавно, что в магнезии они составляют около нескольких сантиметров ($\tau \simeq 10^{-7}$ *сек*!) [16]. В таких случаях (большие длины свободного пробега) требуется исключительная чистота кристаллов, которая не может быть достигнута в большинстве материалов; кристалл должен быть без дефектов и при температуре жидкого гелия, чтобы уменьшить фононное рассеяние.

Большая часть типов плазм твердого тела (за исключением тех, которые создаются ударной ионизацией, светом или бомбардировкой) находится в состоянии теплового равновесия с решеткой. В относительно разреженной полупроводниковой плазме электроны и дырки распределяются в этом случае согласно распределению Максвелла — Больцмана, соответствующему окружающей температуре. В сильно примесных (вырожденных) полупроводниках, металлах и полуметаллах носители распределены согласно закону Ферми — Дирака и основные скорости — скорее скорости Ферми, чем тепловые. В любом случае хаотическая скорость $v_R \sim 10^7 = 10^8$ *см/сек*. Если приложено небольшое электрическое поле, то на скорость v_R накладывается дрейфовая скорость v_D и распределение по скоростям можно аппроксимировать смещенным максвелловским (или ферми-дираковским) распределением. Чем больше электрическое поле, тем больше v_D, но трудно (если вообще возможно) достичь значений v_D, бо́льших v_R. Таким образом, потоковые и пучковые эффек-

ты, столь важные в плазме газового разряда, относительно неважны в плазме твердого тела.

Особенностью твердого тела, которая часто приводит к значительным усложнениям в поведении плазмы, является зависимость массы носителей от ориентации кристаллографических осей. Хотя этот факт приводит к дополнительным математическим, а иногда и физическим усложнениям, тем не менее благодаря ему плазма твердого тела становится благодатной почвой для изучения зонной структуры в кристаллах. Мы приведем один из примеров проявления этого эффекта: во многих металлах (медь, серебро, свинец и др.) зонная структура допускает существование открытых циклотронных траекторий для определенных ориентаций магнитного поля относительно кристаллографических осей. Присутствие таких траекторий может сильно влиять на характер возбуждения волн (геликонов) в таких металлах [17] (рис. 1, 2). Этот аспект исследования плазмы твердого тела пока еще в стадии зарождения. Для многих целей и особенно для качественного понимания часто достаточно предположения, что массы носителей изотропны.

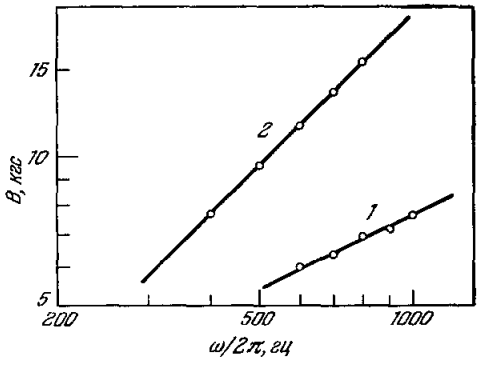

Рис. 2. Влияние открытых траекторий на распространение геликонной волны в серебре.

Кривая 2 соответствует ориентации магнитного поля, при которой открытых траекторий не существует. Линейное соотношение между магнитным полем и частотой (при постоянном волновом числе) является хорошо известным признаком геликонной волны. В случае 1 поле ориентировано в направлении, дающем открытые траектории, как показано на рис. 1.

Другое различие между газоразрядной и твердотельной плазмами касается величины масс подвижных носителей. В твердом теле электрон имеет эффективную массу m^*, определяемую периодическим потенциалом решетки, изменяющуюся от материала к материалу, составляя от нескольких масс свободного электрона m_0 до сотых долей m_0. Эффективные массы дырок лежат приблизительно в том же интервале. Как следствие этого различия эффекты газоразрядной плазмы, при рассмотрении которых тяжелые положительные ионы считаются неподвижными, не могут проявляться в твердом теле. В отличие от газоразрядной плазмы, плазменная частота ω_p и циклотронная ω_c для дырок часто сравнимы с аналогичными частотами для электронов. Поскольку довольно часто $m^* \ll m_0$, циклотронные частоты носителей могут быть очень большими при относительно небольших магнитных полях и циклотронные энергии $\hbar\omega_c$ могут быть больше чем kT, $\hbar\omega_p$ или E_F, даже если эти энергии лежат в инфракрасной области. В этих условиях могут сильно проявляться квантовые эффекты, и, действительно, многие из них уже наблюдались в висмуте Гебелем и Вольфом [18], Вильямсом и Смитом [19]. Некоторые особенности квантовых эффектов в висмуте могут быть связаны с непараболической структурой энергетических зон.

ВОЛНЫ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Основным стимулом плазменных исследований в твердом теле явилось большое разнообразие явлений, связанных с распространением почти поперечных электромагнитных волн через плазму твердого тела в магнитном поле. В отсутствие магнитного поля плазма непрозрачна

для электромагнитных волн, частота которых меньше плазменной. Ситуация меняется коренным образом в присутствии статического магнитного поля. В этом случае появляется много новых частот, а именно: электронная и дырочная циклотронные частоты ω_{ce}, ω_{ch}, а также различные комбинационные или гибридные частоты [20]: $(\omega_p^2 + \omega_c^2)^{1/2}$, $(\omega_{ce}\omega_{ch})^{1/2}$ и т. д. Кроме того, появляется такой параметр, как угол между направлением распространения волны и магнитным полем. Таким образом, общая проблема распространения волн в плазме проявляется и в физике твердого тела. Интересующийся читатель может обратиться к ряду работ по этому вопросу [21]. Здесь мы обсудим низкочастотный режим: $\omega \ll \omega_c$, более доступный для физического понимания и активно исследуемый в плазме твердого тела.

Если на статическое магнитное поле наложено возмущение, меняющееся во времени с частотой много меньшей, чем циклотронные частоты носителей, то движение носителей относительно магнитных силовых линий остается адиабатическим. А именно, если силовая линия смещается поперек поля, то заряженные частицы вынуждены двигаться с нею подобно бусинкам, насаженным на движущуюся струну. Модель возбуждения волн в заряженной струне, параллельной магнитному полю, оказывается вполне подходящей для описания низкочастотных волн в плазме. Рассмотрим такую струну с линейной массовой плотностью ρ, зарядом на единицу длины σ и натяжением T. Уравнение движения этой струны

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial t^2} = T \frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial z^2} + \frac{\sigma}{c} \left[\frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} \mathbf{B} \right], \tag{1}$$

где $\mathbf{y}$ — вектор поперечного смещения, z — продольная координата. Существуют два предельных случая при решении уравнения (1). Когда зарядовая плотность σ и соответственно сила Лоренца, действующая на струну, пренебрежимо малы, то возможно распространение вдоль струны линейно поляризованной волны: $\mathbf{y} = \mathbf{Y} \exp [i(\omega t - kz)]$, где ω и k связаны соотношением

$$\frac{\omega}{k} = \left(\frac{T}{\rho}\right)^{1/2}. \tag{2}$$

Такая ситуация возникает в скомпенсированной плазме, где плотности электронов и дырок строго равны между собой ($N_e = N_h = N$). В этом случае на струну насажены как положительно, так и отрицательно заряженные бусинки и $\sigma = 0$. Заменяя T на $B^2/4\pi$ и ρ на $N(m_e^* + m_h^*)$, получим (из уравнения (2))

$$\omega = v_a k, \text{ где } v_a = \{B^2/4\pi N(m_e^* + m_h^*)\}$$

— альвеновская скорость (в честь Ханнеса Альвена, впервые открывшего эти низкочастотные магнитогидродинамические волны при изучении солнечных пятен [22]). Эти волны хорошо распространяются в скомпенсированной плазме твердого тела. Они изучались в висмуте [23], наблюдались в сурьме [24] и графите [25]. Условие того, что частоты этих волн много меньше циклотронных частот, в плазме твердого тела ввиду малости эффективных масс носителей, как правило, не слишком жесткое. Альвеновские волны изучались в области микроволновых частот. Для наблюдения альвеновских волн необходимо использовать как можно более высокие частоты возбуждения, поскольку при $\omega\tau > 1$ затухание этих волн из-за соударений мало. Альвеновские волны в плазме твердого тела являются медленными волнами, что связано не с величиной массы носителей (как в газоразрядной плазме), а с большими плотностями элек-

тронов и дырок. В висмуте $v_a \simeq 10^4$ *В см/сек*, где B — в гауссах. Скорость v_a различна вдоль разных кристаллографических направлений вследствие сильной анизотропии эффективной массы в висмуте. Вильямс [23] использовал этот факт для точного определения массы тяжелых дырок в висмуте.

В отличие от волн в струне альвеновские волны могут распространяться под любым углом относительно магнитного поля.

Второй предельный случай уравнения (1) имеет место, когда σ конечно и ω настолько мало, что инерционным членом $\rho \frac{\partial^2 \mathbf{y}}{\partial t^2}$ можно пренебречь по сравнению с лоренцевским членом $\left[\sigma \frac{\partial \mathbf{y}}{\partial t} \mathbf{B}\right]$. Тогда волны в струне поляризованы по кругу, и для случая, когда $\mathbf{B}$ параллельно струне, дисперсионное соотношение имеет вид

$$k^2 = \pm \sigma \frac{B\omega}{T_c}. \tag{3}$$

Эти волны (названные Эгрэном [26] геликонами ввиду круговой поляризации) могут распространяться в нескомпенсированной плазме ($N_e \neq N_h$). В однокомпонентной плазме, где, скажем, $N_h = 0$, $\sigma = N_e e$, дисперсионное уравнение для геликонов имеет вид

$$k^2 = \pm \frac{4\pi N_e \omega_e}{cB} = \pm \frac{\omega^2 \omega_p^2}{c^2 \omega \omega_c}. \tag{4}$$

Распространение волны допускает только один знак круговой поляризации (соответствующий вращению с носителями). Геликоны имеют то приятное свойство, что их затухание мало, если $\omega_c \tau \gg 1$, безотносительно к величине $\omega\tau$. Поэтому исследование их может проводиться при очень низких, даже звуковых частотах. Именно на таких низких частотах (~ 30 *гц*) Бауэрс [27] впервые наблюдал эти волны в цилиндрическом образце натрия. Приблизительно в то же время Либхабер и Вейлекс [27] изучали распространение геликонов через антимонид индия на частоте 10 *Мгц/сек*! С тех пор геликоны наблюдались и изучались во многих нескомпенсированных металлах и полупроводниках. Из уравнения (4) видно, что геликоны, в отличие от альвеновских волн, проявляют дисперсию; фазовая скорость геликонов

$$v_h = \frac{\omega}{k} = c\left(\frac{\omega\omega_c}{\omega_p^2}\right)^{1/2}$$

является функцией частоты.

Измерение скорости волн позволяет непосредственно определить плотность носителей (в случае геликонов) или массовую плотность носителей (в случае альвеновских волн) исследуемого образца. Таким методом было показано, например, что в таких металлах, как калий и натрий, действительно приходится один электрон на атом с точностью до 1—2%. Такая точность недостижима в других методах. В некоторых веществах, таких, как теллурид свинца, диэлектрическая постоянная решетки ε велика, и измерения скорости геликонных волн в них могут быть использованы для определения значений ε путем экстраполяции. Значение ε, измеренное таким способом, оказалось равным нескольким сотням в теллуриде свинца [28]. Такие высокие значения ε могут быть связаны с эффектами плазмон-фононного взаимодействия. Полезное применение этих волн найдено для исследования ферми-поверхностей. Простые дисперсионные соотношения, данные выше, верны только в случае, когда справедливо локальное соотношение между током и полем волны. В случаях, когда длина волны сравнима с радиусом циклотронной орбиты

$\left(k \sim \frac{\omega_c}{v_F}\right.$, где v_F — фермиевская скорость$\left.\right)$, эти соотношения должны быть модифицированы. Поскольку носитель имеет отличную от нуля компоненту скорости v_z ($v_z \leqslant v_F$) вдоль магнитного поля, то действие геликонной волны он испытывает на частоте $\omega \pm kv_z$ (из-за эффекта Доплера) и при $\omega + k_z v_z = \omega_c$ может иметь место циклотронный резонанс, даже если $\omega \ll \omega_c$. Такой резонанс впервые возникает в предельной точке $kv_F = \omega_c$. В случае геликонов $k^2 \sim \frac{\omega}{\omega_c}$ и магнитное поле в предельной точке резонанса пропорционально $\omega^{1/3}$. Это соотношение впервые наблюдалось в изящных экспериментах Тейлора [29]. Оказывается, что константа пропорциональности зависит только от импульса ферми-носителей. Стерн [30] предложил использовать этот эффект для определения кривизны ферми-поверхностей, форма которых не является сферической. О циклотронном затухании альвеновских волн (в висмуте) впервые сообщили Кирш и Миллер [29].

Имеется ряд других эффектов, связанных с распространением волн в твердых телах и предсказанных теоретически, но еще не наблюдавшихся экспериментально. Один из этих эффектов — затухание Ландау [31]. Если геликонная волна распространяется под углом к магнитному полю, то компонента электрического поля волны вдоль магнитного поля отлична от нуля. Это может вызвать дополнительное затухание волны за счет резонансного взаимодействия с носителями, скорость которых совпадает с фазовой скоростью волны. В этом случае носители испытывают влияние статического электрического поля и поэтому легко обмениваются энергией с волной, как это имеет место в электроакустическом эффекте.

Гигантские квантовые осцилляции при распространении геликонов предсказаны Квином и Миллером [32], но еще не наблюдались, хотя квантовые осцилляции типа Де-Гааза — Ван-Альвена наблюдались в алюминии и олове [33]. Альвеновские волны в сурьме оказываются сильно связанными с плазменными звуковыми волнами, что приводит к возбуждению так называемых магнитозвуковых волн, фазовая скорость которых равна $(v_a^2 + u_s^2)^{1/2}$ (u_s будет определено ниже). Этот эффект также еще не наблюдался.

Чрезвычайно заманчиво выглядит использование геликонов для изучения ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в больших ориентированных металлических монокристаллах. До сегодняшнего дня работы по ЯМР в металлах ограничены использованием порошков, если применяются радиочастотные поля. Не так уж много металлов являются хорошими кандидатами для таких экспериментов, но Граймз [34] нашел два или три (такие, как In или Al), где можно проводить исследования ЯМР с использованием геликонов при условии, что имеются большие магнитные поля (вполне достаточно 100 *кгс*).

Из всех свойств геликонов и альвеновских волн наиболее важное, по-видимому, заключается в том, что они являются медленными электромагнитными волнами. Более того, их скорости могут контролироваться и изменяться в широком интервале. Скорости обоих типов волн уменьшаются с увеличением плотности носителей. Мы уже упоминали, что в висмуте скорости альвеновских волн порядка 10^7 *см/сек* при магнитном поле 10^3 *гс*. Скорости геликонных волн могут быть снижены простым понижением частоты. В металлах (где $n \sim 10^{22}$ *см*$^{-3}$) при частотах порядка нескольких *гц* могут быть достигнуты фазовые скорости геликонов порядка 10 *см/сек*. Такие низкие контролируемые фазовые скорости позволяют изучать связь между этими волнами и другими типами волн

в твердых телах, такими, как звуковые волны (поперечные фононы) и спиновые волны. Оба эффекта были изучены экспериментально Граймзом — первый в монокристалле калия [35] (см. рис. 3, 4), а второй в никеле [36]. Эксперимент с никелем [36] подтвердил теоретические предсказания Стерна и Коллена [37] и привел к более точному определению низкотемпературной анизотропии энергии в этом ферромагнитном материале.

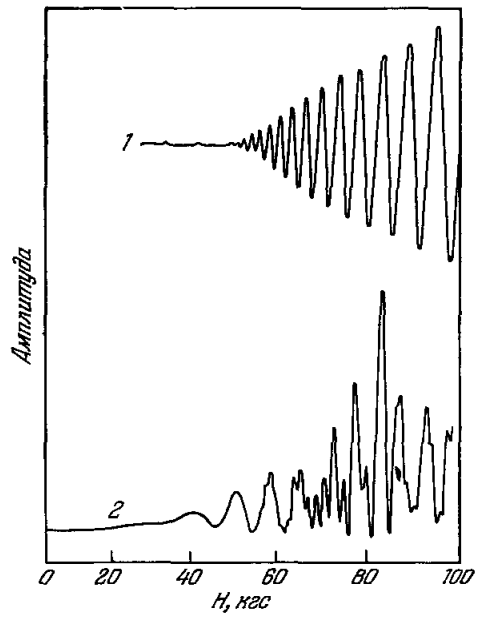

Рис. 3. Экспериментальные кривые, показывающие прохождение геликонов через образцы натрия (кривая *1*) и калия (кривая *2*).

Интерференционные диаграммы получены наложением проходящего сигнала на сигнал отсчета (метка) постоянной фазы. Отсекание прохождения ниже около 50 *кгс* на кривой *1* и 40 *кгс* на кривой *2* вызвано циклотронным резонансом, сдвинутым из-за эффекта Допплера. В случае натрия геликон-фотонное взаимодействие мало для полей, меньших 100 *кгс*, и используемой частоты (50 *Мгц*). В калии такое взаимодействие уже проявляется, и оно особенно сильно при $H \sim 68$ *кгс*, когда $f = 20$ *Мгц/сек*. Отметим монотонное увеличение промежутка между последовательными максимумами, что вызвано увеличением скорости геликонной волны при увеличении магнитного поля. На интерференционной кривой *2* можно выделить два ряда пиков, соответствующих связанным ветвям геликонов и звуковых волн (согласно Граймзу и Бухсбауму [35]).

Кроме геликонов и альвеновских волн, привлекших наибольшее внимание к настоящему времени, в газовой плазме имеются другие типы волн и колебаний, и им соответствуют аналогичные волны в плазме твердого тела. Наиболее изучены из них (в основном теоретически) электростатические ($[\nabla \mathbf{E}] = 0$) плазменные колебания Бома и Пайнса. Как мы уже отмечали во введении, изучение этих колебаний при прохождении пучков через металлические фольги проводилось давно, однако наиболее интересные работы были выполнены недавно [38]. Также недавно было обнаружено ультрафиолетовое излучение, сопровождающее возбуждение плазмонов в металлах [38]. В двухкомпонентной плазме, содержащей электроны и дырки или электроны с двумя (или более) различными эффективными массами (как в многодолинных полупроводниках), существует «акустическая» ветвь плазменных колебаний [39]. В этой моде электроны и дырки осциллируют почти в фазе с очень небольшим разде-

лением заряда. Для длинных волн дисперсионное соотношение имеет вид $\omega = ku_s$, где плазменная звуковая скорость обычно одного порядка с фермиевской скоростью. К сожалению, эти моды сильно затухают, если фермиевские скорости компонент плазмы не сильно различаются. Теория предсказывает, что затухание может быть уменьшено, если обе компоненты дрейфуют друг относительно друга [39]. При достаточно больших дрейфовых скоростях моды становятся неустойчивыми в результате двухпучковой неустойчивости. Возбуждение мод можно детектировать по бриллюэновскому рассеянию лазерного излучения на осцилляциях [40].

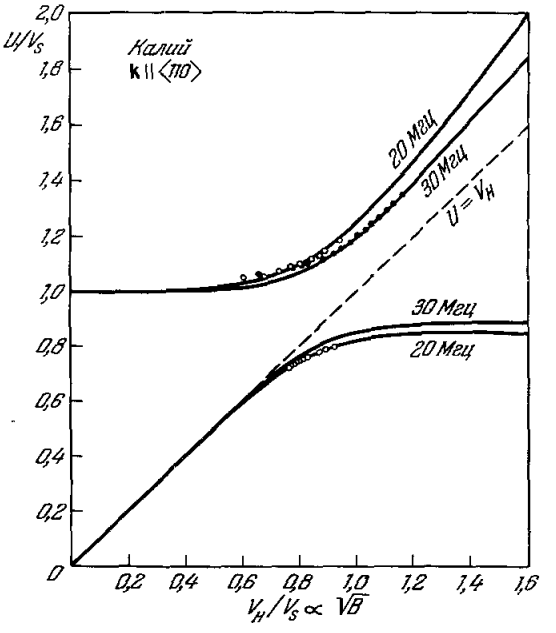

Рис. 4. Кривые фазовых скоростей взаимодействующих геликонов и фононов, приведенные к скорости звука v_s, в зависимости от магнитного поля.

Сплошные кривые соответствуют теории, а точки — эксперименту (согласно Граймзу и Бухсбауму [35]).

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

Возможность возбуждения и распространения в плазме твердого тела медленных волн представляет интерес для тех физиков, которые надеются получить технологический выход. В принципе, медленные волны могут быть использованы в пассивных приборах, таких, как линии задержки и развязывающие устройства. Развязывающее устройство для волн с частотой 30 *Мгц*, в котором используются геликонные волны, было действительно создано Гремилле [41] (и, по сообщениям, используется в Парижской таксомоторной системе). Бауэрс и сотрудники [42] строят магнитометр, принцип которого основан на линейной зависимости частоты геликонов от магнитного поля. Кроме того, медленные волны могут найти применение в активных приборах, где они связаны с электронными пучками, что до некоторой степени аналогично лампам бегущей волны.

Бок и Нозье [43] первыми показали, что в двухкомпонентной плазме геликоны и альвеновские волны могут стать неустойчивыми, если компоненты плазмы дрейфуют друг относительно друга со скоростью, превышающей некоторое пороговое значение. Хотя детали анализа Бока и Нозье впоследствии критиковались [44], не возникает сомнения, что при наличии сильного дрейфа эти волны могут стать неустойчивыми. Мириады таких неустойчивостей известны в плазме газового разряда. Некоторые из них конвективного типа, т. е. первоначальное возмущение растет по мере распространения в пространстве от источника возмущения, оставаясь конечным в каждой точке (в отличие от абсолютных неустойчивостей, в которых первоначальное возмущение растет во времени в каждой точке). Конвективная неустойчивость может быть использована для создания усилителя. То, что такие неустойчивости могут возбуждаться

в лаборатории столь же хорошо, как и на бумаге, было продемонстрировано Бартелинком [45] (рис. 5), которому удалось усилить волны радиочастотного диапазона в висмуте. Однако Бартелинк должен был работать при температурах жидкого гелия и использовать токи плотностью в сотни ампер на 1 $см^2$, что приводило к сильному нагреву. Это обстоятельство вряд ли даст возможность создать конкурирующее устройство.

Необходимость применения таких больших дрейфовых токов следует из того факта, что в модели Бока — Нозье, как и во всех подобных моделях, пороговая дрейфовая скорость должна быть порядка фазовой скорости усиливаемой волны. Для заданной частоты фазовая скорость

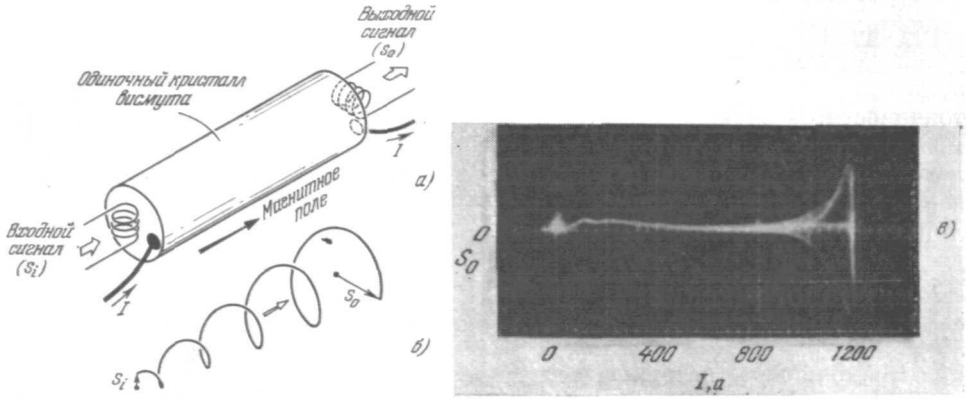

Рис. 5. Усиление волны в висмуте, вызванное постоянным током.

а) Изображение монокристалла висмута, образующего плазменный волновод, внутри которого распространяется волна. Показаны также радиочастотные входной и выходной витки. Действительная геометрия включает термостат, который использует большое поперечное магнетосопротивление висмута и позволяет кристаллу проводить большой постоянный ток *I*. *б*) Изображение поляризованного по кругу электрического поля волны. *в*) Выходной сигнал s_0 в зависимости от тока *I*. Нарастание сигнала с током связано с усилением волны. Для токов несколько больших, чем те, которые приведены на рис. *в*), возникает самовозбуждение (по Бартелинку[45]).

уменьшается с увеличением плотности носителей, но увеличение плотности носителей приводит к увеличению тока. Чтобы уменьшить диссипацию, необходимо: а) использовать материалы с наибольшей подвижностью носителей, б) искать механизмы усиления на дрейфовых скоростях, много меньших фазовой скорости волны.

Недавно Бараф и Бухсбаум [46] предложили такой механизм. Этот механизм учитывает наличие поверхностных волн, которые должны сопровождать распространение геликонной волны вдоль любого плазменного слоя или столба конечного поперечного размера. Свойства этих волн на границе раздела плазма — вакуум привлекли большое внимание [47]. Появление поверхностной волны следует из необходимости выполнения граничных условий на поверхности, которым одна геликонная волна не может удовлетворить. Присутствие поверхностной волны обычно сопровождается дополнительными потерями. Оказывается, что если два плоских слоя плазмы твердого тела со слабо различающимися плотностями соприкасаются вдоль поверхности, параллельной магнитному полю, то на границе раздела плазма — плазма возникает поверхностная волна. С помощью дрейфа носителей в одной из двух сред диэлектрические постоянные этих сред могут быть сделаны равными из-за допплер-сдвига.

При этой пороговой скорости поверхностная волна исчезает, так как для волны обе среды становятся идентичными. Если дрейфовая ско-

рость больше этой пороговой, то поверхностная волна появляется вновь, но с противоположной фазой. Бараф показал, что взаимодействие этой поверхностной волны (с обращенной фазой) с объемной геликонной может привести к неустойчивости. Чем ближе друг к другу плотности носителей в обеих средах, тем меньше пороговая скорость, однако с уменьшением пороговой скорости усиление также уменьшается. Возникают, кроме того, технологические трудности создания вариаций плотности в каждой среде меньших, чем различие в средних плотностях между обеими средами. Остается показать, что прибор, созданный на этом принципе, все же работает.

Темы, обсуждавшиеся в общих чертах выше, представляют собой регулярный подход к усилению и неустойчивостям в дрейфовых системах, где исследования начаты с изучения пассивных волн и относительно изучены; влияние дрейфа на распространение волн постепенно начинает изучаться. Но в дрейфовых экспериментах часто случается, что неустойчивости возникают неожиданно, и тогда возникает задача об определении ответственных за неустойчивости механизмов. Таких механизмов имеется довольно много, назовем некоторые из них: электроакустический эффект, модуляция проводимости неосновными носителями, различные термические эффекты. Многие из этих неустойчивостей низкочастотные (до 10 *Мгц*). Наиболее интересные из них с точки зрения создания приборов сопровождаются возбуждением колебаний микроволновых или несколько более высоких частот. В настоящее время известно несколько неустойчивостей, возникающих в объеме полупроводниковой плазмы (в отличие от p — n-переходов). Одна из них, обнаруженная в арсениде галлия, стала известна как осциллятор Ганна (Gunn oscillator) [48] по имени ее открывателя. Различные плазменные эффекты привлекались к интерпретации этого эффекта, однако в работе [49] было показано, что он связан в основном с горячими электронами, которые при достаточно больших электрических полях переходят в состояние с низкой подвижностью (переход в высоколежащие долины низкой подвижности в зоне проводимости GaAs). Эта неустойчивость возникает в отсутствие магнитного поля (магнитное поле не включалось в рассмотрение [49]).

При комбинированном воздействии электрического и магнитного полей на кристаллы InSb возникало микроволновое излучение (этот эффект может быть отнесен к плазменным явлениям). Наблюдается излучение двух типов, имеющих место соответственно при низких и больших электрических полях. Излучение при больших полях [50] возникает в режиме ударной ионизации и является свойством электронно-дырочной плазмы. С другой стороны, излучение при низких полях [51] является эффектом электронного потока; имеются некоторые основания считать, что этот эффект связан с возбуждением геликонов электронным потоком, однако механизм этой связи неясен.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы сделали попытку дать обзор современных исследований плазмы твердого тела. В объеме этой статьи невозможно охватить все аспекты этой области твердого тела, и мы ограничились вопросами, представляющими личный интерес для авторов.

Каким путем пойдут дальнейшие исследования в этой области? Это всегда опасно предсказывать, но мы попытаемся. Большое внимание будет уделено изучению неустойчивостей в плазме, будут предприняты попытки установления неоднородных (в реальном пространстве) и анизотропных (в пространстве скоростей) функций распределения вопреки хаотизи-

рующим столкновениям. Такие распределения могут приводить к неустойчивостям, хорошо известным в плазме газового разряда. Для их изучения могут быть использованы анизотропные процессы рассеяния в многодолинных энергетических зонах. Вольф [52] предложил использовать лазерное излучение для создания почти моноэнергетических распределений. Кроме того, могут быть использованы электронные пучки, проходящие по соседству с плазмой твердого тела, которая обеспечивает медленные волны, необходимые для взаимодействия типа бегущей волны.

Возвращаясь к общим вопросам исследования твердых тел, отметим, что изучение низкочастотных волн переходит от стадии «поисков эффектов» к стадии, в которой благодаря изучению этих эффектов может быть получена значительная новая информация относительно зонной структуры твердых тел. Однако многие из предсказанных эффектов остается еще найти. О некоторых из них мы упомянули. Из других отметим распространение геликонной волны в сверхпроводниках, влияние магнитного пробоя на геликонные и альвеновские волны, нелинейные явления при распространении волн, ударные волны и турбулентность, плазма-фононное взаимодействие (особенно в полярных материалах), плазменные эффекты в циклотронном и спиновом резонансах в металлах, в условиях, когда важны нелокальные эффекты. Наконец, следует отметить тенденцию к слиянию плазменных и лазерных исследований в твердых телах. Рамановское и бриллюэновское рассеяние от различных плазменных осцилляций до сих пор еще не наблюдалось.

Как мы уже указывали выше, многие из наиболее интересных плазменных явлений проявляются при больших временах соударений. Другими словами, чем чище материал, тем лучше. Поэтому в этой области физики твердого тела, как и во многих других областях этой науки, скорость прогресса часто определяется качеством имеющихся материалов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Ruthemann, Ann. Phys. **2**, 113 (1948).
2. W. Lang, Optik **3**, 233 (1948).
3. D. Pines and D. Bohm, Phys. Rev. **83**, 221 (1951); **85**, 338 (1952).
4. D. Pines, Revs Mod. Phys. **28**, 184 (1956).
5. Proceedings of the Symposium on Plasma Effects in Solids, Paris, 1964 (J. Bok, ed.), Academic Press, New York, 1965.
6. R. D. Larrabee and M. C. Steele, J. Appl. Phys. **31**, 1519 (1961); M. Glicksman, Phys. Rev. **124**, 1655 (1961); C. E. Hurwitz and A. L. McWhorter, Phys. Rev. **134**, A1033 (1964).
7. B. B. Kadomtsev and A. V. Nedospasov, J. Nucl. Energy **C1**, 230 (1960).
8. M. Glicksman and M. C. Steele, Phys. Rev. Letts. **2**, 461 (1959); A. G. Chynoweth and A. A. Murray, Phys. Rev. **123**, 515 (1961); M. Glicksman and R. A. Powlus, Phys. Rev. **129**, 1572 (1963).
9. Б. Д. Осипов и А. Н. Хвощёв, ЖЭТФ **43**, 1179 (1962); B. Ancker-Johnson and J. E. Drummond, Phys. Rev. **131**, 1961 (1963); Phys. Rev. **132**, 2372 (1963).
10. B. Ancker-Johnson and M. F. Berg, в сб. «Proceedings of the Seventh International Conference on Physics of Semiconductors», Paris, 1964, Dunod, Paris, 1964, стр. 513.
11. Y. T. Baiborodov, M. S. Ioffe, V. M. Petrov and R. I. Sobolev, J. Nucl. Energy **C5**, 409 (1963).
12. H. P. Furth and M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids **7**, 764 (1963).
13. J. B. Taylor, Phys. Fluids **6**, 1529 (1963).
14. М. Я. Азбель, ЖЭТФ **39**, 1138 (1960).
15. P. M. Platzman and K. C. Jacobs, Phys. Rev. **134**, A974 (1963).
16. R. W. Stark (частное сообщение).
17. S. J. Buchsbaum and P. A. Wolff, Phys. Rev. Letts. **15**, 406 (1965); C. C. Grimes, G. Adams and P. H. Schmidt, Phys. Rev. Letts. **15**, 409 (1965).

18. L. C. Hebel and P. A. Wolff, Phys. Rev. Letts. **369** (1963); L. C. Hebel, см. [5], стр. 117.
19. G. A. Williams and G. E. Smith, I.B.M.J. Res. Devel. 8, 276 (1964).
20. См., например, B. Lax and J. G. Mavroides, Solid State Phys. **2**, 261 (1960); R. E. Michel and B. Rosenblum, Phys. Rev. **128**, 1646 (1962); G. E. Smith, L. C. Hebel and S. J. Buchsbaum, Phys. Rev. **129**, 154 (1963).
21. W. P. Allis, S. J. Buchsbaum and A. Bers, Waves in Anisotropic Plasma, The Massachusetts Institute of Technology Press, Cambridge, Massachusetts, 1963; T. H. Stix, The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill Book, New York, 1962.
22. H. Alfvén, Cosmical Electrodynamics, Clarendon Press, Oxford, 1950, гл. 4.
23. S. J. Buchsbaum and J. K. Galt, Phys. Fluids **4**, 1514 (1961); G. A. Williams, Phys. Rev. **139**, A771 (1965); B. W. Faughnan, J. Phys. Soc. (Japan) **20**, 574 (1965); М. А. Хайкин, В. С. Эдельман, Р. Т. Мина, ЖЭТФ **44**, 2190 (1963); **45**, 1704 (1963).
24. G. A. Williams, Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 353 (1963).
25. M. Surma, J. K. Furdyna and H. Praddaude, Phys. Rev. Letts. **13**, 710 (1965).
26. P. Aigrain, в сб. «Proceedings of the International Conference on Semiconductor Physics», Prague, 1960, Czechoslovak Academy of Sciences, Prague, 1961, стр. 224.
27. R. Bowers, C. Legendy and F. Rose, Phys. Rev. Letts. **7**, 339 (1961); A. Libchaber and R. Veilex, Phys. Rev. **127**, 774 (1962).
28. Y. Sawada, E. Burstein, D. L. Carter, L. Testardi, см. [5], стр. 71.
29. M. T. Taylor, Phys. Rev. Letts. **12**, 497 (1964); Phys. Rev. **137**, A1145 (1965); J. Kirsch and P. B. Miller, Phys. Rev. Letts. **9**, 421 (1962); Phys. Rev. **133**, A1390 (1964).
30. E. A. Stern, Phys. Rev. Letts. **10**, 91 (1963).
31. Е. Кацер и В. Г. Скобов, ЖЭТФ **45**, 610 (1963).
32. J. J. Quinn, Phys. Letts. **7**, 235 (1963); P. B. Miller, Phys. Rev. Letts. **11**, 537 (1963).
33. C. C. Grimes, см. [5], стр. 87; D. A. Hays and W. L. McLean, Phys. Rev. Letts. **17**, 215 (1965).
34. C. C. Grimes (частное сообщение).
35. C. C. Grimes and S. J. Buchsbaum, Phys. Rev. Letts. **12**, 356 (1964); for theory of helicon wave-phonon coupling. Теорию геликоидальной фононной связи см. Г. А. Акрамов, ФТТ **5**, 595 (1963); J. J. Quinn and S. Rodriguez, Phys. Rev. **133**, A1589 (1964); D. N. Langenberg and J. Bok, Phys. Rev. Letts. **11**, 549 (1963).
36. C. C. Grimes, см. [5], стр. 87.
37. E. A. Stern and E. Callen, Phys. Rev. **131**, 512 (1963).
38. R. A. Ferrell, Phys. Rev. **111**, 1214 (1958); G. J. Powell and J. B. Swan, Phys. Rev. **118**, 640 (1960); J. L. Robbins, P. E. Best, Proc. Phys. Soc. (London) **79**, 110 (1962); C. Kunz, Z. Physik **167**, 53 (1962); R. J. Herichoff, W. F. Hanson, R. D. Birkhoff, E. T. Arakawa, Phys. Rev. **139**, A1455 (1965).
39. D. Pines and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **124**, 1387 (1961).
40. S. Ichimaru, D. Pines, N. Rostoker, Phys. Rev. Letts. 8, 231 (1962); P. M. Platzman, Phys. Rev. **139**, A379 (1965); A. L. McWhorter, в сб. «Proceedings of the Quantum Electronics Conference», San Juan, 1965.
41. J. Gremillet, Ann Radioelect. **19**, 232 (1964).
42. R. Bowers (частное сообщение).
43. J. Bok and P. Nozieres, J. Phys. Chem. Solids **24**, 709 (1963).
44. T. Misawa, J. Appl. Phys. (Japan) **2**, 500 (1963); R. J. Briggs, Electron Stream Interaction with Plasmas, The Massachusetts Institute of Technology Press, Cambridge, 1964, стр. 81.
45. D. J. Bartelink (будет опубликовано).
46. G. A. Baraff and S. J. Buchshaum, Appl. Phys. Letts. **6**, 219 (1965).
47. C. R. Legendy, Phys. Rev. **135**, A1713 (1964); J. M. Goodman, Bull. Am. Phys. Soc. **10**, 110 (1965); G. N. Harding, P. C. Thonemann, Proc. Phys. Soc. (London) **85**, 317 (1965).
48. J. B. Gunn, I.B.M.J. Res. Devel. 8, 141 (1964); см. [5], стр. 199; УФН **89**, 147 (1966).
49. A. R. Hutson, A. Jayaraman, A. G. Chynoweth, A. S. Coriell and W. L. Feldmann, Phys. Rev. Letts. **14**, 639 (1965).
50. R. D. Larrabee and W. A. Higinbothem, см. [5], стр. 184.
51. S. J. Buchsbaum, A. G. Chynoweth and W. L. Feldmann, Appl. Phys. Letts. **6**, 67 (1965).
52. P. A. Wolff, Physics **1**, 147 (1964).