

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГЕЛИКОНОВ В n -InSb В КВАНТОВОМ ПРЕДЕЛЕ

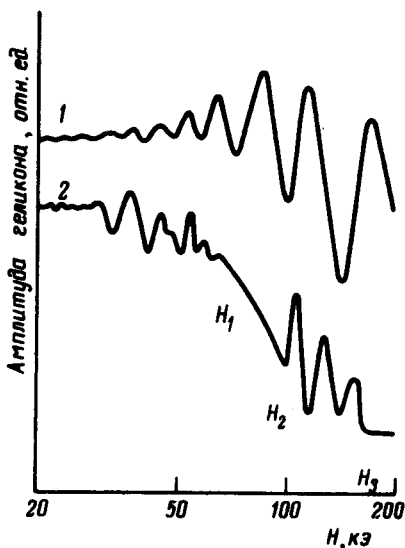
Б. А. Аронзон, Б. З. Мейлихов

Экспериментально обнаружено явление чередования (при изменении магнитного поля) областей пропускания и затухания геликона в n -InSb в магнитном поле до 200 эв. Характерные черты явления объясняются особенностями статистики и рассеяния электронов в квантовом пределе

Распространение слабозатухающих электромагнитных волн-геликонов в электронной плазме полупроводников в области квантовых магнитных полей имеет ряд особенностей, связанных со сложной зависимостью диагональных компонент тензора проводимости от магнитного поля. В этих условиях Фурдина [1, 2] наблюдал осцилляции Шубникова — де Гааза величины затухания геликона в n -InSb при температуре 4,2°K в полях до 100 кэ и показал, кроме того, что в образце с концентрацией электронов $n = 1,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ происходит резкое увеличение затухания геликона в полях $\geq 35 \text{ кэ}$, обусловленное ростом поперечной проводимости в квантовом пределе с увеличением магнитного поля при рассеянии на ионизованных примесях в вырожденном электронном газе [3]. В настоящей работе изучается распространение геликонов в n -InSb в более сильных полях (до 250 кэ), где наблюдаются качественно новые эффекты, предсказанные в [4] и заключающиеся в появлении чередующихся областей "прозрачности" и "непрозрачности" для геликонов.

Физическая сущность этих явлений заключается в изменении характера зависимости диссипативной проводимости $\sigma_{xx}(H)$ при увеличении магнитного поля. В слабом (но обеспечивающем режим квантового предела) магнитном поле для вырожденных, рассеивающихся на ионизованных примесях, электронов, $\sigma_{xx} \sim H$ и потому условие слабого затухания геликона $\sigma_{xx} < \sigma_{yx} = \text{пес} / H$ нарушается в некотором поле H_1 , определяемом условием $\sigma_{xx}(H_1) \sim \sigma_{yx} = \text{пес} / H_1$, в полях $H > H_1$ имеет мес-

то сильное затухание геликона. Дальнейший рост магнитного поля приводит к снятию вырождения [5] (этому способствует эффект магнитного "вымораживания" [6]) и переходу к зависимости $\sigma_{xx} \sim H^{-2}$ [3], которая обеспечивает появление новой области слабого затухания геликона ($\sigma_{xx} < \sigma_{yx}$) в полях $H > H_2$, где H_2 определяется условием $\sigma_{xx}(H_2) \sim \sigma_{yx} = \text{пес}/H_2$. В еще больших полях снова возможен рост затухания геликона (см. ниже).



Зависимость амплитуды геликона, проходящего через образец $n\text{-InSb}$ толщиной 4,6 мм от магнитного поля. Концентрация электронов $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, частота волны 31,6 ГГц. $T^\circ\text{K}$: 1 – 78, 2 – 4,2. Кривая 1 получена в схеме интерферометра Фабри – Перо, кривая 2 – в более чувствительной схеме интерферометра Рэлея. На кривой 2 при $H \lesssim 70 \text{ кэ}$ видны осцилляции Шубникова – де Гааза. Монотонное смещение нулевого сигнала в обоих случаях объясняется наводкой импульсного магнитного поля

Методика экспериментов, выполненных по схеме интерферометра на частоте 32 ГГц, подобна описанной в [1]. На рисунке представлены экспериментальные результаты по прохождению геликонов через образцы $n\text{-InSb}$ с концентрацией электронов $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при температурах 78 и 4,2°K. В отличие от интерферограммы, полученной при 78°K, на интерферограмме, соответствующей температуре 4,2°K, ясно видно чередование областей слабого и сильного затухания геликона. Границы этих областей обозначены на рисунке стрелками, соответствующими значениям магнитного поля $H_1 = 70 \text{ кэ}$, $H_2 = 90 \text{ кэ}$, $H_3 = 160 \text{ кэ}$.

Наличием "отсечки" геликона в поле H_1 связано, как уже упоминалось, с особенностями рассеяния вырожденных электронов на ионизованных примесях в квантовом пределе. В этом случае $\sigma_{xx} \sim H$ [3] и в поле H_1 , определяемом соотношением [4]:

$$\Omega(H_1) \tau_{I_0} \equiv \left(\frac{\epsilon_{F_0} \tau_{I_0}}{\hbar} \right)^{3/2} \quad (1)$$

нарушается условие слабого затухания геликона. В (1) $\Omega(H) = eH/m^*c$ – электронная циклотронная частота, ϵ_{F_0} , τ_{I_0} – фермиевская энергия и время релаксации импульса электронов при $H = 0$. Оценка по формуле (1) дает для $n\text{-InSb}$ $H_1 \sim 80 \text{ кэ}$ при концентрации электронов $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Эта оценка хорошо согласуется с экспериментальным значением магнитного поля H_1 , соответствующим началу области "непрозрачности".

Оценки показывают, что вырождение снимается в магнитном поле ~ 100 кэ для концентрации $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. В поле H_2 , определяемом соотношением

$$\Omega(H_2) \tau_I \cong 2 \quad (2)$$

начинает выполняться условие слабого затухания геликона. В (2) $\tau_I \sim 1/n(H)$ — время релаксации импульса невырожденных электронов на ионизированных примесях. Оценка по формуле (2) (без учета магнитного "вымораживания" электронов, которое, как показано в [7] начинается в поле ~ 130 кэ), дает $H_2 \sim 100$ кэ для $n\text{-InSb}$ с концентрацией электронов $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с экспериментальным значением магнитного поля H_2 , соответствующим началу новой области "прозрачности".

В магнитных полях $H > H_2$ проводимость σ_{xx} убывает до тех пор, пока определяющей не станет независимая от магнитного поля поперечная проводимость за счет высокотемпературного рассеяния невырожденных электронов на акустических фононах. В последнем случае $\sigma_{xx} \sim H^0$

[3] и в поле H_3 , определяемом соотношением [4]

$$\Omega(H_3) \tau_{ph} \cong \left[\frac{\hbar \Omega(H_3)}{2kT} \right] \Lambda \quad (3)$$

снова должно нарушаться условие слабого затухания геликона. В (3) τ_{ph} — время релаксации импульса электронов на акустических фононах, Λ — логарифм "обрезания". Оценка по формуле (3) дает $H_3 \sim 1000$ кэ¹⁾. Таким образом, ожидать сильного затухания геликона при рассматриваемом механизме нельзя. Оказывается возможным, тем не менее, наблюдать рост затухания геликона в нашей области магнитных полей (этому соответствует поле H_3 на рисунке). Количественные оценки этого явления удовлетворительно согласуются с экспериментальными результатами.

Авторы признательны И.К.Кикоину за интерес к работе и обсуждение результатов. Мы благодарим С.А.Германова за помощь в эксперименте.

Поступила в редакцию
13 августа 1973 г.

¹⁾ В таком поле рассеяние на акустических фононах является уже низкотемпературным [8] и соотношение (3) не имеет места. Подробный анализ показывает, что при рассеянии невырожденных электронов на акустических фононах в $n\text{-InSb}$ условие $\sigma_{xx} \sim \sigma_{yx}$ недостижимо. Не исключено, что при рассматриваемых условиях следует учитывать рассеяние на точечных дефектах, для которого в квантовом пределе также $\sigma_{xx} \sim H^0$ [3].

Литература

- [1] J. K. Furdina. Phys. Rev. Lett., 16, 646, 1966.
 - [2] E. D. Palik, J. K. Furdina. Rep. Progr. Phys., 33, 1193, 1970.
 - [3] E. Adams, T. Holstein. J. Phys. Chem. Sol., 10, 254, 1959.
 - [4] Е.З.Мейлихов. ФТП, 6, 839, 1972.
 - [5] Б.М.Аскеров, Кинетические эффекты в полупроводниках, Л., изд. Наука, 1970.
 - [6] Y. Yafet, R. W. Keyes, E. N. Adams. J. Phys. Chem. Sol., 1, 137, 1956.
 - [7] Л.Дж. Нейрингер. Тр. IX Междунар. конф. по физике полупроводников, М., изд. Наука 2, 757, 1969.
 - [8] R. Kubo, S. J. Miyake, N. Hashitsume. Solid State Physics, 17, Academic Press, N. Y. - London, 1965.
-