

УДК 621.315.592

© 1990

ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В СЛАБОЛЕГИРОВАННОМ КОМПЕНСИРОВАННОМ n -InSb ПРИ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Ю. М. Гальперин, И. Л. Дричко, Д. В. Шамиур

Измерено электронное поглощение Γ пьезоактивных ультразвуковых волн в области частот 200—1000 МГц в слаболегированном сильнокомпенсированном ($K = 0.84 \div 0.96$) n -InSb в поперечных магнитных полях до 13 кЭ в интервале температур 0.45—4.2 К. Показано, что в сильных поперечных магнитных полях $\Delta\Gamma(H) = \Gamma(H) - \Gamma(0) = -a + b/H^2$, что согласуется с предсказанием теории. В температурной зависимости $\Gamma(0)$ наблюдается переход от режима $\omega\tau_0 < 1$ к режиму $\omega\tau_0 > 1$ (ω — частота звука; τ_0 — минимальное время релаксации заселенностей энергетических уровней пар локализованных состояний, ответственных за поглощение). Определены значения и температурная зависимость τ_0 , идентифицирован механизм релаксации заселенностей — пьезоэлектрическое взаимодействие с акустическими фононами. В сильнокомпенсированных образцах ($K > 0.9$) обнаружена зависимость числа актуальных для поглощения пар от температуры, интенсивности звука и тепловой подсветки.

Исследование поглощения пьезоактивных акустических волн в полупроводниках является удобным способом определения высокочастотной (ВЧ) прыжковой проводимости $\sigma(\omega)$. Действительно, при выполнении условия

$$\omega \gg \sigma(\omega) \quad (1)$$

электронный вклад в коэффициент поглощения звука Γ' связан с $\sigma(\omega)$ выражением

$$\Gamma' = 4\pi\chi\sigma(\omega)/v\varepsilon, \quad (2)$$

где χ — безразмерная константа пьезоэлектрической связи; v — скорость звука; ε — диэлектрическая проницаемость, при не слишком высоких частотах совпадающая со статической.

При низких температурах в легированных компенсированных полупроводниках ВЧ проводимость имеет прыжковый характер и определяется процессами в так называемых «сближенных парах» [1], состоящих из заполненного и пустого доноров, расстояние между которыми меньше среднего. При подсчете числа актуальных для поглощения пар чрезвычайно важен учет кулоновского взаимодействия, приводящего к корреляции чисел заполнения энергетических уровней и определяющего температурную зависимость поглощения [2].

Прыжковое поглощение звука сближенными парами наблюдалось на опыте в ряде материалов: CdS [3], p -InSb [4], n -InSb [5-7]. Во всех указанных работах изучалось так называемое релаксационное поглощение, физика которого состоит в следующем. Пьезоэлектрическое поле звуковой волны модулирует расстояние E между энергетическими уровнями пар, в то время как заселенности уровней стремятся достичь значений, являющихся равновесными для мгновенного значения E . Последнее изменяется во времени, и вследствие процессов релаксации изменение заселенности отстает по фазе от поля волны. Это отставание по фазе, обусловленное процессами релаксации, и приводит к диссипации энергии звуковой волны.

Ясно, что поведение Γ^* определяется соотношением между частотой звука ω и временем релаксации τ заселенностей актуальных для поглощения пар. Время релаксации в свою очередь зависит от характеристик последних: расстояния между уровнями

$$E = \sqrt{\varphi^2 + [I(r)]^2}, \quad (3)$$

где φ — разность энергий изолированных донорных состояний, а $I(r)$ — туннельный интеграл перекрытия, и от отношения $I(r)/E$. Для симметричных пар $\varphi=0$ и последнее отношение равно 1. В свою очередь интеграл перекрытия $I(r)=I_0 \exp(-r/a)$ (где I_0 — величина порядка боровской энергии, a — боровский радиус) экспоненциально убывает с ростом расстояния r между донорами в реальном пространстве. Эта экспоненциальная зависимость приводит к экспоненциально широкому распределению значений τ для пар с заданным расстоянием между уровнями, причем минимальное значение $\tau_0(E)$ соответствует симметричным парам. Именно это значение играет роль характерного времени релаксации, причем важны пары с $E \leq kT$.

В работе [7] эксперименты велись в области $\omega\tau_0(kT) \ll 1$. При этом главную роль играют пары с $\omega \approx \tau^{-1}$. В итоге поглощение должно быть пропорциональным частоте ω и практически не зависеть от температуры, что согласуется с экспериментом. Этот факт обусловлен кулоновской корреляцией чисел заполнения донорных уровней [2]. Таким образом, при $\omega\tau_0(kT) \ll 1$ не удастся идентифицировать механизм релаксации заселенностей сближенных пар.

С этой точки зрения представляются актуальными исследования при более низких температурах. С понижением температуры τ_0 возрастает и можно перейти в область $\omega\tau_0(kT) \gg 1$. При этом пары, у которых $\omega \approx \tau^{-1}$, отсутствуют и, как показывает теория, главную роль играют наиболее быстро релаксирующие пары, у которых $\tau = \tau_0(kT)$. В итоге $\Gamma \propto [\tau_0(kT)]^{-1}$ и экспериментальное исследование температурной зависимости коэффициента поглощения ультразвука позволяет выяснить основной механизм релаксации заселенностей сближенных пар. Именно это явилось одной из целей настоящей работы.

Другой задачей работы было изучение прыжкового поглощения звука в поперечных магнитных полях, для которых теоретическая зависимость $\Gamma(H)$ отличается от соответствующей зависимости для случая продольных полей (в продольном поле $\Gamma^* \propto H^{-1/2}$, а в поперечном $\Gamma \propto H^{-2}$ [8]).

Параметры исследованных образцов

Номер образца	$(N_d - N_a) \cdot 10^{-18},$ см ⁻³	$\mu_{\tau\tau} \cdot 10^{-9},$ см ² /В · с	$N_d \cdot 10^{-14},$ см ⁻³	К
1	2.0	5.0	1.2	0.84
2	1.3	4.5	1.2	0.89
3	0.8	4.8	1.2	0.94
4	0.5	3.0	1.3	0.96

В работе исследовалось поглощение продольных пьезоактивных акустических волн в области частот 200—1000 МГц, распространяющихся вдоль оси третьего порядка [111] в слаболегированных кристаллах *n*-InSb с разной степенью компенсации. Измерения велись в поперечных магнитных полях до 13 кЭ в области температур 0.45—4.2 К. Параметры образцов приведены в таблице. Методика измерений аналогична описанной в работе [9]. Измерения в диапазоне температур 0.45—2.1 К проводились при помещении образцов непосредственно в термостатирующую жидкость гелий-3.

Для выделения электронного вклада в поглощение Γ^* исследовалась зависимость коэффициента поглощения от магнитного поля. Последнее уменьшает интеграл перекрытия между электронными состояниями, со-

ставляющими пару, и тем самым существенно подавляет прыжковое поглощение, не изменяя решеточного вклада. Коэффициент поглощения в магнитном поле измерялся по изменению амплитуды одного из следующих друг за другом «эхо-импульсов».

На рис. 1 представлены зависимости магнетопоглощения $\Delta\Gamma(H) = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ звука с частотой 810 МГц в образце № 3 от магнитного поля при разных температурах. Соответствующие зависимости в других образцах качественно аналогичны. В слабых полях $|\Delta\Gamma(H)| \propto H^2$. Поведение $\Delta\Gamma$ в сильных полях при разных температурах количественно различается. При низких температурах абсолютная величина $\Delta\Gamma$ возрастает, а затем выходит на насыщение. Характерное значение поля H , соответствующее выходу на насыщение, возрастает с ростом температуры;

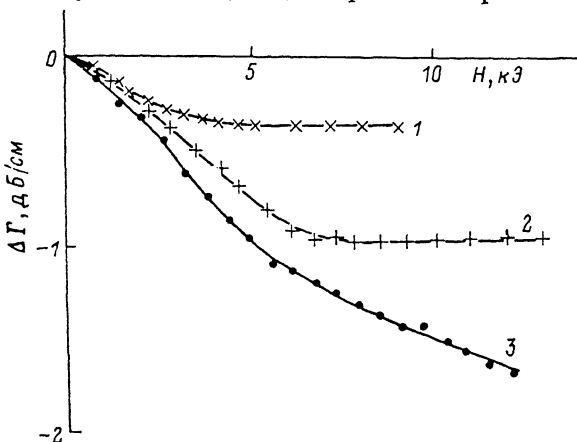


Рис. 1. Зависимость $\Delta\Gamma$ от напряженности магнитного поля H при $T=0.58$ (1), 2.15 (2), 4.2 (3). $f=810$ МГц.

при гелиевой температуре насыщения наблюдать не удается. Зависимость $\Delta\Gamma(H)$ в области сильных полей описывается выражением

$$\Delta\Gamma(H) = -a + b/H^2, \quad (4)$$

что согласуется с предсказанием теории для случая поперечного магнитного поля ($H \perp q$) [8], причем константа a должна быть равна Γ_0^e — электронному вкладу в коэффициент поглощения при $H=0$. Это обстоятельство отражает тот факт, что магнитное поле «выключает» прыжковое поглощение. Мы использовали зависимость (4) для определения Γ_0^e .

При обработке экспериментальных результатов выяснилось, что по температурным зависимостям Γ_0^e образцы можно разбить на две группы: с умеренной ($K=0.84 \div 0.89$) и очень большой ($K \geq 0.9$) степенью компенсации.

Начнем с изложения результатов для образцов первой группы (№ 1, 2). На рис. 2 представлены зависимости $\Gamma_0^e(T)$ для образца № 1. С ростом температуры величина Γ_0^e сначала возрастает, а затем выходит на насыщение. При этом характерная температура, при которой осуществляется выход на насыщение, возрастает с ростом частоты. Мы интерпретируем указанные зависимости как переход от режима $\omega\tau_0(kT) > 1$ к режиму $\omega\tau_0(kT) < 1$. Для оценки величины τ_0 используем тот факт, что указанный переход происходит при $\omega\tau_0(kT) \approx 1$. Поэтому из температурных зависимостей Γ_0^e , полученных для разных частот, можно определить $\tau_0(kT)$. Оказалось, что в изученной области температур ($T=0.5 \div 2.5$ К) $1/\tau_0 \propto T$, причем коэффициент пропорциональности равен $1.7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. Указанная зависимость, согласно теории [10], характерна для пьезоэлектрического механизма рассеяния¹

¹ Выражение (5) справедливо при $T_r < T < T_a$, где $T_a \approx \hbar\nu/a$, $T_r \approx \hbar^2\nu/a \ln X$ ($X = E_B/kT \sqrt{\omega\tau_0}$), a — боровский радиус, E_B — боровская энергия.

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{3}{35\pi} \left(\frac{4\pi e \beta}{\epsilon} \right)^2 \frac{1}{\rho \hbar^2} \left(\frac{1}{v_l^2} + \frac{4}{3v_t^2} \right) kT, \quad (5)$$

— заряд электрона; β — пьезоэлектрический модуль; v_l, v_t — скорости продольного и поперечного звуков. Оценки по этой формуле дают для коэффициента пропорциональности значение $7.6 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$. Имея в виду приближенный характер формулы (5), согласно можно считать удовлетворительным.

Подчеркнем, что полученные здесь результаты являются экспериментальным подтверждением важности эффектов кулоновской корреляции: в отсутствие этих эффектов выражение для $\sigma(\omega)$ содержало бы дополнительный множитель, пропорциональный температуре, что противоречит эксперименту.

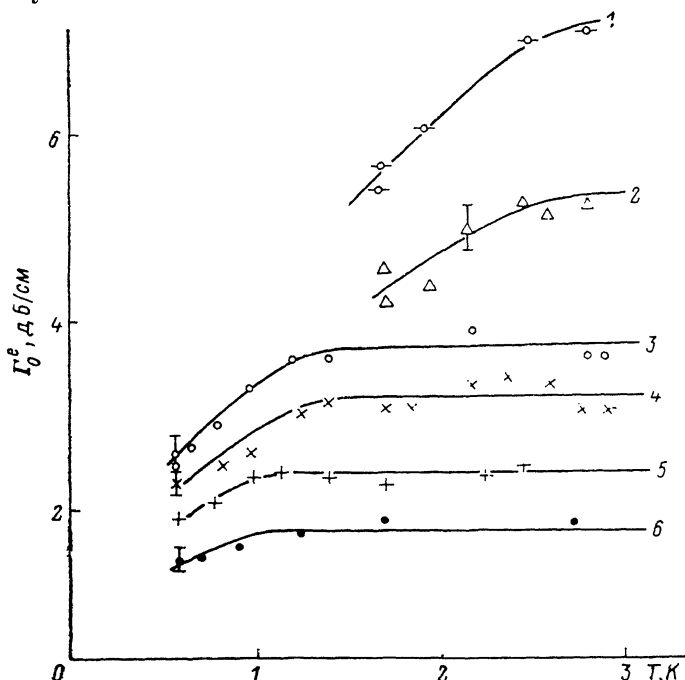


Рис. 2. Зависимость Γ_0^e от температуры для образца № 1 при $f=810$ (1), 630 (2), 395 (3), 336 (4), 268 (5), 207 МГц (6).

Нелинейное поведение поглощения в образцах первой группы изучалось в работе [11] и было интерпретировано как примесный пробой.

Переходим к описанию результатов для образцов второй группы. На рис. 3 приведены зависимости $\Gamma_0^e(T)$ для образца № 3. При низких температурах ($T \leq 2 \text{ К}$) поведение $\Gamma_0^e(T)$ аналогично соответствующему поведению для образцов первой группы: при низких частотах (207 МГц) наблюдается насыщение $\Gamma_0^e(T)$, а при высоких частотах Γ_0^e монотонно возрастает. (Это возрастание, по-видимому, обусловлено выполнением условия $\omega\tau_0 \geq 1$). Отметим, что температура кроссовера такая же, как и для образцов первой группы (при той же частоте 207 МГц). Поэтому можно считать, что механизм релаксации тот же самый.

В области более высоких температур (2—4.2 К) для всех частот наблюдается монотонный рост Γ_0^e . Этот факт противоречит стандартной теории, поскольку для частот ниже 810 МГц в указанной области температур выполняется условие $\omega\tau_0 < 1$.

Другой интересной особенностью образца № 3 является очень сильное влияние излучения теплых частей криостата на величину Γ_0^e . На рис. 4 представлены зависимости Γ_0^e от температуры для частоты 570 МГц при наличии подсветки и в ее отсутствие. (Следует отметить, что данные рис. 3

получены при тщательном экранировании образца). Из этого рисунка видно, что Γ_0^e сильно возрастает под воздействием теплового излучения. Чтобы понять, какое излучение существенно для увеличения Γ_0^e , мы вы-

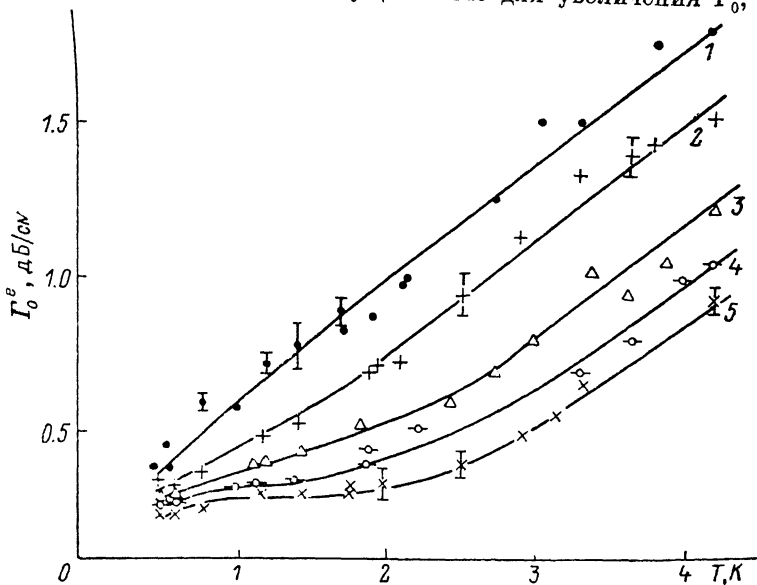


Рис. 3. Зависимость Γ_0^e от температуры для образца № 3 при $f=810$ (1), 690 (2), 570 (3), 400 (4) и 207 МГц (5).

полнили следующий опыт. В камере, в которой находился образец, было сделано окно. В первом случае оно закрывалось сапфиром,² длинноволновая граница пропускания которого около 7 мкм; окно находилось при

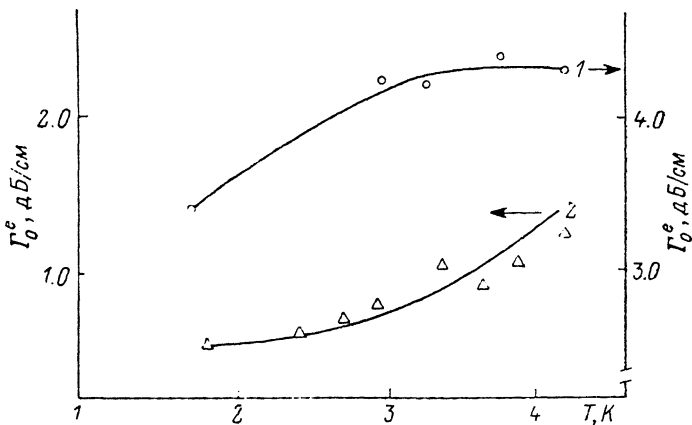


Рис. 4. Зависимость интегрального коэффициента поглощения $\Delta\Gamma = \Gamma(H) - \Gamma(0)$ от напряженности магнитного поля при разных интенсивностях звука.

$I \cdot 10^4$, Вт/см²: 1 — 0.4, 2 — 1.9, 3 — 2.6, 4 — 4.2, 5 — 8, 6 — 17. $f=810$ МГц, образец № 3. Пороговое значение интенсивности для примесного пробы $4 \cdot 10^{-3}$ Вт/см².

температуре 4.2 К. Величина Γ_0^e при этом оказалась такой же, как и в отсутствие экранирования. Во втором случае использовалось окно из чистого InSb, пропускающего при 4.2 К излучение с длинами волн, большими 5.3 мкм. В этом случае значение Γ_0^e оказалось таким же, как и при полном экранировании образца. Эти опыты дают основание предположить, что при тепловой подсветке существенную роль играет излучение с длинами волн < 5.3 мкм.

² Мы благодарим Н. С. Жданович, измерившей спектр пропускания сапфира и антимонида индия в области 1—20 мкм при 300 К.

Сильное влияние на Γ_0 оказывает и рост интенсивности звука, причем порог нелинейности крайне низок (более чем на порядок ниже примесного пробоя). На рис. 5 приведены зависимости $\Delta\Gamma(H)$ при разных интенсивностях звука I ($T=0.58$ К, $f=810$ МГц). Видно, что $|\Delta\Gamma(H)|$ растет с ростом I . В этой ситуации с помощью метода, использованного в работе [12], определен локальный коэффициент поглощения $\Gamma_{\text{лок}}$. В исследованной области $\Gamma_{\text{лок}} \propto I$.

В образце № 4 с самой большой степенью компенсации при условии тщательного экранирования и очень малой интенсивности звука коэффициент поглощения в пределах погрешностей эксперимента равен нулю (≤ 0.05 дБ/см). Поглощение наблюдается при увеличении интенсивности звука или в присутствии теплового излучения.

Совокупность наблюдавшихся явлений свидетельствует, по нашему мнению, о следующей физической картине. В материалах с не слишком большой компенсацией уровень Ферми лежит достаточно высоко в примес-

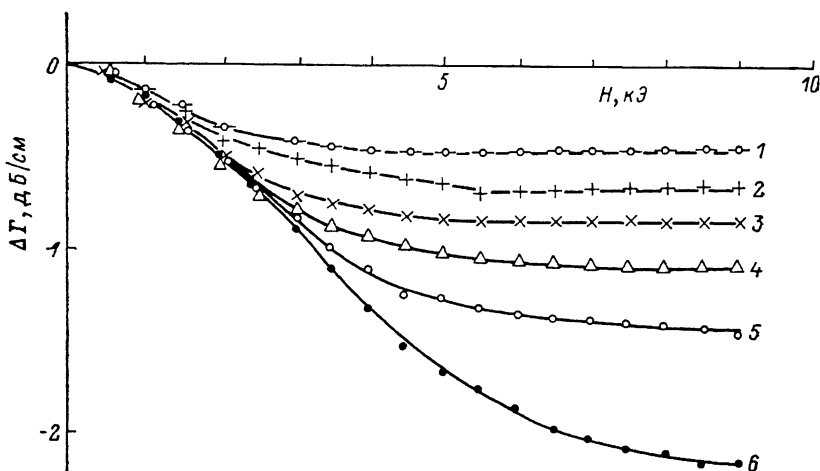


Рис. 5. Температурные зависимости Γ_0 в отсутствие (1) и при наличии (2) экранирования образца. Образец № 3.

ной зоне. Поэтому число пар, поглощающих звук, достаточно велико и почти не зависит от внешних воздействий и температуры. В итоге имеется область параметров, где применима достаточно простая теория поглощения звука [8], и удается определить величину τ_0 . Напротив, в образцах с очень большой степенью компенсации число актуальных пар мало и весьма чувствительно к изменению температуры, интенсивности звука, подсветке и др. В итоге в большинстве случаев в этих образцах возникает неравновесное распределение чисел заполнения пар, трудно поддающееся теоретическому расчету и независимому экспериментальному контролю. Важно отметить, что в ситуациях с тепловой подсветкой и интенсивным звуком природа неравновесности различна. В первом случае, как показывает анализ влияния спектрального состава подсветки, происходит генерация свободных носителей за счет межзонного поглощения света с последующей релаксацией их по энергии с заполнением примесных состояний. Аналогичные процессы наблюдались в CdS в работе [3]. Влияние тепловой подсветки на прыжковую фотопроводимость в сильнокомпенсированном n -InSb при $K > 0.9$ наблюдалось в работе [13]. Во втором случае, по-видимому, имеют место переходы в возбужденные состояния примесной зоны за счет влияния пьезоэлектрического поля звуковой волны. В результате этих переходов число актуальных пар возрастает. Наиболее ярко эти явления наблюдаются в образце № 4, где в равновесной ситуации магнетопоглощение в пределах точности эксперимента отсутствует.

Авторы приносят благодарность Р. В. Парфеньеву за помощь при проектировании прибора для исследования акустических явлений при сверхнизких температурах, Л. Б. Литвак-Горской — за обсуждение результатов работы и В. С. Ивлевой — за изготовление образцов слаболегированного компенсированного n -InSb.

Список литературы

- [1] Pollak M., Geballe T. H. // *Phys. Rev.* 1961. V. 122. N 6. P. 1742—1753.
- [2] Efros A. L., Shklovskii B. I. // *Electron-electron interactions in disordered systems*. V. 10 / Ed. A. L. Efros. M. Pollak. Amsterdam, 1985. P. 409—482.
- [3] Ганапольский Е. М., Тараканов В. В. // *ФТТ.* 1972. Т. 14. № 2. С. 487—491.
- [4] Madore C., Cheeke J. D. N. // *Sol. St. Comm.* 1984. V. 49. N 4. P. 331—333.
- [5] Tokumoto H., Mansfield R. // *Proc. J. Appl. Phys.* 1983. V. 22. Suppl. 22—3. P. 196—198.
- [6] Marsalais R. M., Ducla-Soares E., Cheeke J. D. N. // *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* 1984. V. 17. N 8. P. 3173—3178.
- [7] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // *ФТТ.* 1986. Т. 28. № 3. С. 701—707.
- [8] Гальперин Ю. М., Приев Э. Я. // *ФТТ.* 1986. Т. 28. № 3. С. 692—700.
- [9] Векшина В. С., Дричко И. Л., Пешник Н. И. // *ФТТ.* 1984. Т. 26. № 7. С. 2048—2052.
- [10] Гальперин Ю. М., Гуревич В. Л., Паршин Д. А. // *ЖЭТФ.* 1988. Т. 94. № 2. С. 362—332.
- [11] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Литвак-Горская Л. Б. // *ФТТ.* 1986. Т. 28. № 11. С. 3374—3379.
- [12] Гальперин Ю. М., Дричко И. Л., Лайхтман Б. Д. // *ФТТ.* 1970. Т. 12. № 5. С. 1437—1442.
- [13] Гершензон Е. М., Грачев С. А., Литвак-Горская Л. Б., Филонович С. Р. // *ФТТ.* 1982. Т. 16. № 2. С. 376—378.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе
Ленинград

Поступило в Редакцию
1 февраля 1990 г.