

определить время жизни и время спиновой релаксации неравновесного электрона. Для кристалла $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ результаты таких измерений в интервале температур 77—300 °К представлены на рис. 2⁶. Как видно, время спиновой релаксации сильно

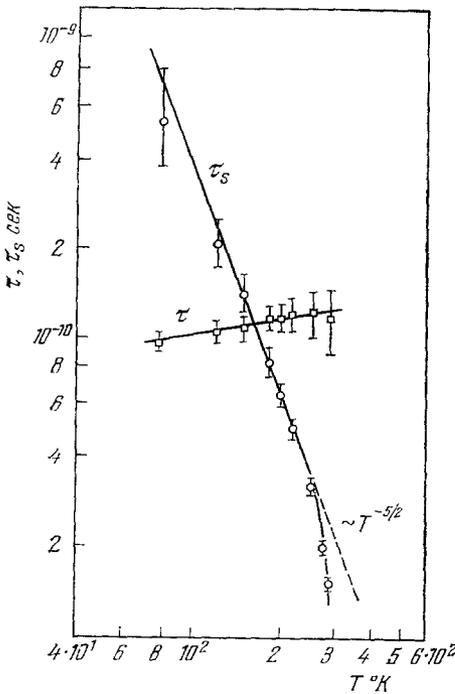


Рис. 2. Температурная зависимость времени жизни τ и времени спиновой релаксации τ_s неравновесных электронов в $\text{Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$.

Таким образом, оптическая ориентация позволяет создавать «меченые» по спину электроны в полупроводниках. Это дает новые возможности изучения зонной структуры, времен жизни, каналов рекомбинации и механизмов спиновой релаксации в полупроводниках.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. L a m p r e l, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).
2. R. R. P a r s o n s, Phys. Rev. Lett. **23**, 1152 (1969).
3. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ЖЭТФ **60**, 1954 (1971).
4. Б. П. Захарченя, В. Г. Флейшер, Р. И. Джиоев, Ю. П. Вещунов, И. Б. Русанов, Письма ЖЭТФ **13**, 195 (1971).
5. В. Г. Флейшер, Р. И. Джиоев, Б. П. Захарченя, Л. М. Канская, Письма ЖЭТФ **13**, 422 (1971).
6. А. И. Екимов, С. И. Сафаров, Д. З. Гарбузов, Письма ЖЭТФ **13**, 36 (1971).
7. М. И. Дьяконов, В. И. Перель, Письма ЖЭТФ **13**, 206 (1971).
8. А. И. Екимов, С. И. Сафаров, Письма ЖЭТФ **13**, 251 (1971).

Ю. М. Гальперин, П. Е. Зильберман, С. Н. Иванов, В. Д. Каган, Г. Д. Мансфельд. Новый тип акустоэлектрической нелинейности (нелинейное затухание Ландау звуковых волн).

Теоретически и экспериментально исследованы нелинейные эффекты, сопровождающие распространение в полупроводниках звуковых волн в диапазоне СВЧ. На таких частотах длина звуковой волны $2\pi/q$ оказывается для ряда веществ много меньше длины свободного пробега l электронов проводимости ($ql \gg 1$). В этих условиях со звуковой волной взаимодействует лишь группа «резонансных» электронов, удовлетворяю-

меняется с температурой. При этом примерно выполняется зависимость $\tau_s \sim T^{-5/2}$, что соответствует случаю спиновой релаксации на акустических фоновых. Время жизни $\tau \approx 10^{-10}$ сек практически не зависит от температуры и, как оказалось, обусловлено в основном безызлучательной рекомбинацией электронов через глубокие примесные центры.

Отметим, что в этих опытах измерение очень коротких времен 10^{-9} — 10^{-11} сек происходит в стационарных условиях и не требует регистрации быстропеременных процессов.

В кристаллах n -типа создаваемые светом ориентированные электроны составляют лишь малую часть общего числа носителей (n), однако скорость рекомбинации не зависит от спина электрона. Ясно, что при этом будет происходить накопление ориентированных носителей в зоне проводимости. В этом случае степень ориентации должна зависеть от интенсивности I возбуждающего света⁷:

$$P = \frac{P_0}{1 + (n/I\tau_s)}$$

Такая зависимость P от интенсивности возбуждения была обнаружена при 4,2° К в кристаллах $n\text{-Ga}_{0,7}\text{Al}_{0,3}\text{As}$ для полосы, обусловленной переходами с донорного уровня, на котором при низкой температуре находятся все равновесные электроны⁸. Однако в том же кристалле для излучения экситона, в образовании которого принимают участие только неравновесные носители, степень ориентации осталась неизменной.

щих законам сохранения энергии и импульса при столкновениях со звуковыми квантами. Поглощение звука определяется балансом энергии при таких процессах и аналогично затуханию Ландау плазменных волн. В достаточно сильном внешнем электрическом поле поглощение звука сменяется его усилением. С ростом интенсивности звука проявляются нелинейные эффекты, в частности коэффициент усиления начинает зависеть от интенсивности. При $ql \gg 1$ механизм нелинейности существенно отличается от концентрационной нелинейности, играющей основную роль при низких частотах. Концентрационная нелинейность возникает вследствие захвата части объемного заряда потенциальными ямами, созданными звуковой волной. Мерой этого захвата является отношение глубины потенциальных ям Φ к средней энергии электрона $\bar{\epsilon}$. При $ql \gg 1$ в результате обратного влияния звуковой волны на «резонансные» электроны функция распределения по импульсам в резонансной области сильно отличается от равновесной. Этот эффект и является основным источником нелинейности. Расчет показывает, что для монохроматического звука с шириной спектральной линии

$$\Delta q \gg \frac{m}{\hbar q \tau_p}$$

(τ_p — время релаксации импульса электронов, m — эффективная масса) нелинейность рассмотренного типа наступает при

$$\left(\frac{\Phi}{\bar{\epsilon}}\right) \frac{\bar{\epsilon}}{\hbar} \sqrt{\frac{m \tau_p}{\hbar q \Delta q}} \sim 1.$$

Для монохроматического звука такая нелинейность наступает при $\left(\frac{\Phi}{\bar{\epsilon}}\right) (ql)^2 \sim 1$,

если $q \ll \frac{m}{\hbar q \tau_p}$, и при $\left(\frac{\Phi}{\bar{\epsilon}}\right) \left(\frac{\bar{\epsilon} \tau_p}{\hbar}\right) \sim 1$, если $q \gg \frac{m}{\hbar q \tau_p}$. Поскольку $\Delta q \ll q \ll$

$\ll \frac{1}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{m \bar{\epsilon}}}$, $ql \gg 1$ и $\bar{\epsilon} \tau_p / \hbar \gg 1$, данная нелинейность наступает значительно раньше,

чем концентрационная.

Экспериментально исследовалось электронное усиление звука частоты 1—2 Гц в n -InSb при $T = 77^\circ \text{K}$ ($ql = 5 - 10$). Возбуждение и регистрация звука осуществлялись с помощью эпитаксиальных преобразователей из CdS. Изучалась зависимость усиления звука от его интенсивности на входе, которая менялась в пределах $10^{-5} - 1 \text{ вт/см}^2$. Установлено, что по мере роста интенсивности звука усиление существенно снижается. Характер зависимости эффекта от частоты звука и его интенсивности согласуется с теорией и позволяет качественно и количественно отличить наблюдаемый эффект от концентрационной нелинейности. При больших значениях вводимой в кристалл мощности наблюдалась независимость от нее интенсивности звука в выходном сечении кристалла. Это можно интерпретировать как установление стационарной волны в кристалле.